

第 3 8 回 講 演 会

講 演 予 稿 集

昭 和 4 0 年 1 1 月 3 · 4 · 5 · 6 日

於 京 都 大 学 電 氣 綜 合 館

日 本 地 球 電 氣 磁 氣 学 会

## 1. 地磁気短周期脈動の周波数分析

河村 諒 (地磁気観)

1964年3月~1965年6月の期間に鹿屋及び女満別で観測された地磁気短周期脈動(特にpc-1)の動スペクトル(frequency-time display)を統計的に調査したので、その結果について報告する。

pc-1のバイブラグラムのpatternは1分前後のspacingを持ち、20分程度の持続時間を持つascending toneのseriesが一般的で、通常は数seriesが同時に或は前後して出現する。更にそれらのelementary patternもまた微細構造を持つことが認められる。

## 2. 地磁気脈動の動スペクトラム(II)

平沢 威男・小口 高(東大理)

前回に続いて、柿岡で観測して得られた地磁気脈動の動スペクトラムに検討を加えた。

今回は、特に、Storm中の脈動の特性に注目した。Storm中の脈動に関しては、Kato and Saito(1959)、Yanagihara(1960)等の人々によって、多くの解析結果が報告され、そのmechanismが検討されている。私共が、Sonagramで示す地磁気脈動の動スペクトルは、これらの人々の結果と一致し、その考え方を支持するものである。

しかし、Storm中の地磁気脈動のスペクトル変化を、Sonagramという手段で明瞭に示し得たことに意義を認める。

最後に、Storm中の地磁気脈動のmechanismに、一つの考え方を示す。

### 3. 地磁気脈動 $P_i$ について

柳原 一夫 (地磁気観)

地磁気脈動  $p_i$  はその不規則な性格の故にか取扱い困難で地磁気擾乱の随伴現象としてのみ取上げられることが多い。歴史的にも地磁気湾型変化又は極磁気嵐との関連が密接でこの観点は現在も変りない。しかしその関連は思った程単純ではない。例えば①低緯度では顕著な湾型変化もしくはそれに類似する現象がないのに  $p_i - 2$  ( $pt$ ) が発達する場合も多い。②高緯度で顕著な極磁気嵐又は湾型変化が急始又は急変化しても  $p_i - 2$  ( $pt$ ) が少くとも低緯度では認められない場合も多い。即ち統計的対応はあっても一対一の対応ではない。

一方湾型変化もその統計的性格程単純でなく特に夜半極光帯の振舞は複雑である。sharp negative bay というよりももっと急変化短時間の磁場変化が地域的には点状に時間的には断続的に生じていると考える方がよい。これが入射荷電粒子に対応するかどうかは実証出来ないがもしそうだとするとこれに伴って励起されたある種の同調振動が  $p_i - 2$  ( $pt$ ) だと考えられる。

$p_i - 1$  と  $p_i - 2$  の区分 40 秒は不自然と思う。10 秒位まではむしろ  $p_i - 2$  ( $pt$ ) と同種と考えた方が都合がよい。もっと周期の短いものは大体において  $pt$  に伴う。しかし磁気嵐等擾乱によって増大される率が  $pt$  の場合よりも著しい。記録の解析からは一種の同調振動の励起が著しい。Noise burst とよばれるように周波数のスペクトルは広範囲に及ぶがこの性格は極光帯に著しい。低緯度の  $p_i - 1$  と多少機構が違うものと思う。

### 4. PC3 type pulsation の経年変化

加藤 愛雄 · 桜井 亨 (東北大理)

Continuous pulsation, pc 2, 3 (period: 5 - 40 sec) について、1956年から1965年の約10年間の女川での Induction Magneto-Meter でとった記録について解析した結果を示す。主に pc 2, 3 の周期に注目すると

solar Max. phase ..... Summer ..... 20 sec

solar Min. phase ..... Summer ..... 25 ~ 30 sec

solar Max. phase から solar Min. phase にかけてのこの周期の変化は、SSCに伴う Damped type pulsation の周期変化と同じ傾向の経年変化が見い出された。

この結果は pc 4, pc 5\* の周期が solar Max. phase から solar Min. phase にかけて減少しているのとは逆の傾向を示している。

\* Ref.

T. SAITO

Secular and Non-seasonal Annual Variations of the Exospheric Densities  
and those of the Period of pc 4 and pc 5

ULF Symposium

Aug. 1964

## 5. 地磁気日変化の分類と記号

前田 坦 (NCAR)

現在、地磁気の太陽日 (S), 太陰日 (L) 日変化は、それぞれ二つの異なる原因による起電力でおこされる電流によるものと考えられている。一つは ionospheric wind によるもので ionospheric-wind dynamo とよび、この部分を SQ (又は LQ) と表し、他は Solar wind によるもので Solar-wind dynamo とよび、SD (又は LD) と表わす。一方電離層と磁気圏とは、ほぼ導線とみられる磁力線でむすばれているため、お互いに電氣的に影響し合っている。即ち電離層での電場は磁気圏に伝わって、その運動を変形し、又磁気圏の電場は電離層に伝わってその運動に影響を及ぼす。

最終的な電離層電流は、その電気伝導度に関係するので、磁氣的に静かな日と乱れた日とで異った地磁気変化をおこす。即ち SQ は SQ (q) と SQ (d), SD は SD (q) と SD (d) のように分けられる。L に関しては上記の LD 部分があるかないか分らないので、今のところ LQ (q) と LQ (d) のみしか考えられない。

## 6. Sq-風系のシミュレーション(II)

竹屋 芳夫・奥本 隆昭 (大阪市大工)  
堤 四郎・西野 正徳

前講演で述べた様に、E層のSq-風系は、2次元分布定数回路によりシミュレート出来る。この場合、正の抵抗素子のみによる網状回路では、経度および緯度方向の抵抗値は $\theta = \frac{\pi}{4}$ で無限大で、回路網はその緯度で不連続になる。従って速度ポテンシャル $\phi$ は $\theta = \frac{\pi}{4}$ で発散するスキュロイダルポテンシャルになり、これだけで全風系を直ちに求めることは出来ない。これに対して回路の抵抗素子の一部に負の値をもった抵抗素子を用いれば、全域にわたり連続した分布定数回路が作られ、実際のスキュロイダルな風系を分布定数回路で得ることが出来る。このことは現象的にみれば、風の源が回路の一部に挿入されたことになる。

ところで、電離層風系に対するダイナモ理論基本式を分布定数回路で解く際に、速度ポテンシャル $\phi$ に、 $\phi = \phi_1(\theta)\phi_2(\theta, \lambda)$ の変形を施したが、函数 $\phi_1(\theta)$ は、 $\phi$ がスキュロイダルな風を満足するように選んでやらねばならない。

即ち $\phi_1(\theta)$ が $\phi_1(\theta) \neq 0$  ( $0 \leq \theta \leq \pi$ )で、かつ連続函数でなければならない。

本講演では、この条件を満足する函数 $\phi_1(\theta)$ の選択、それによって定められる負の抵抗素子の開発、負の抵抗素子を用いた回路網の実験結果、およびその検討について述べる。

## 7. 磁気共軛性の時間的変動

小 口 高 (東大理)

## 8. Si のバックグラウンドフィールド

山口又新 (地磁気観)

地磁気 Si の前後のじょう乱の特性を、Dsp, Ap K-インデックス分布を用いて調査した。特に次の項目を調べた。

1. Ap の増大と Dst 発達の関係
2. 極冠帯領域の K インデックス分布について Si 発生前後の比較
3. Si (-c) : 水平分力の減少する Si 発生前に水平分力増大の有無
4. Si 発生前の極冠帯じょう乱の特性

以上の事項を SSC, Sg 等と比較した。

## 9. 1958年7月8日の地磁気嵐について

永井正男 (地磁気観)

この地磁気嵐は 1958 July 7d 00h 20m に N 28°, W 07° の太陽面の中心部に爆発した Imp. 3 の大きなフレアによっておこされ、Type IV のアウト・バーストをともなっている。柿岡における H の Range は 472 r で IGY 期間中で 3 番目に大きな地磁気嵐である。SSC は 08d 07h 48m UT に起こり、柿岡における  $\Delta H$  の大きさは 116 r / 2min で非常に大きな立上りを示している。又フレアの開始から SSC までの時間は 31 時間で太陽-地球間を平均  $1.34 \times 10^8$  Km/sec の速度で太陽微粒子流が飛来したことを示している。College の Riometer の記録によれば、SSC に先立って 07d 01h 30m UT に Polar Cap Event が始まり、78 時間以上の継続がみられ、Cosmic Noise Absorption の最大は 15 db 以上であることが観測された。

この Polar Cap Event に対応して、例えば Big Delta ( $\phi 64.3, A259.3$ ) ではそれまでほとんど静穏であった地磁気の変化が擾乱を開始する。そして 07d 09h 48m から約 2 時間にわたって H で 200 r 位の Sharp Negative Bay が観測されるが、これは Singer 等によって述べら

れらるPre-SC Bay Disturbance と考えられる。又この湾型擾乱にひき続いてSSCの開始までPre-SC擾乱が観測される。これは1958 Feb. 11の場合とほぼ同様の現象であると解釈出来る(但しFeb. 11の場合はPre-SC Bay Disturbanceは見られなかった)。

ここではFeb. 11の場合と同様、Pre-SC, SSC, 初相, 主相の各StageについてPolar Cap Blackoutの発達過程と地磁気擾乱の等価電流系の変化の様相を世界的に比較検討する。

1. Pre-SC stageにおける $S_q^P$ 電流系から極磁気嵐電流系Pre-SC(DP)への移行はSharp Negative Bayの発達によって急激な変化がみられるが、Polar Cap Blackoutの初期の発達過程とは一致しない。
2. SSCの際のBlackout領域の増大はFeb. 11の場合のように顕著ではない。
3. SSCの発生と同時にかなり顕著なDSの発達が観測されるが、初相の電流系はPre-SC(DP)電流系が急速に増大したものと考えられる。
4. 主相においては極光帯電流の南下がみられ、極大時には磁気緯度 $50^\circ$ に達する。Blackoutの南限界もこれとよく一致している。

## 10. 極冠帯直線電流の傾きについて(1)

永井正男(地磁気観)

今まで多くの研究者によって求められて来た極冠帯直線電流の向きは $S_q^P$ の11時及びSSC\*の22時を除くと8~11時であったが、著者は1958年2月11日の地磁気嵐を解析した際、極冠帯直線電流の向きはDSの大きさには直接関係はないが、Dstの発達過程及び消滅過程では差があって、前者では7~8時の朝方の時刻を示し、後者では11~13時の昼の時刻を示すことを報告した。これは興味ある現象であるが、1例の解析結果にしかすぎないので、ここではIGY期間におこった20個の急始地磁気嵐(柿岡におけるHのRangeが150以上)について以上の結果をチェックした。

資料及び解析方法は、Thule( $\phi 88.0^\circ$ ,  $\lambda 0.0^\circ$ )における水平成分H及び偏角Dの毎時値から5 Quiet daysをさしひき、それを地磁気座標の南北成分 $\Delta X_m$ と東西成分 $\Delta Y_m$ に分け、これ

らのベクトル方向から太陽の子午線の方向をさしひいて、直線電流の方向を地磁気地方時によって表現した。このようにして求めた直線電流の方向と、DSの大きさの目安としての水平ベクトル $\sqrt{\Delta X_m^2 + \Delta Y_m^2}$ 、及びSugiuraによって計算された赤道帯Dstの毎時値をSSCの前日(-1)、当日(0)、翌日(+1)の3日間にわたって比較した。その結果2つの特徴的なグループが見出された。

- 1) 1958 July 08<sup>d</sup>の地磁気嵐においては、Dstの発達過程では10時、消滅過程では11～13時を示し、ほぼ1958 Feb. 11の地磁気嵐の場合と同じく、反時計廻りのベクトル方向の変化を示した。
- 2) 一方、1957 Sept. 13<sup>d</sup>の地磁気嵐においてはDstの発達過程では8～10時、消滅過程では6～3時を示し、さらに消滅過程が進むにつれ0時を過ぎて23～21時の方向を示し、時計廻りのベクトル方向の変化を示した。

以上のことを究明するためにひとまず1957 July～1958 Dec.のIGY期間の18ヶ月の5擾乱日から極冠帯直線電流の方向の季節変化及び日変化を求めてみたが、まだ以上の原因をつきとめるまでには到っていない。

## 1.1. 地磁気湾型変化と太陽活動との関連性

恩 藤 忠 典 (電波研平磯)

佐 野 幸 三 (地磁気観)

1950年から1962年の間にSitka(地磁気緯度60°N)で発生した地磁気湾型変化の発生率と太陽活動との関係を調べた。地方時の18時～07時の間に水平成分 $\Delta H \geq 100\gamma$ のPositive又はNegative Bayが起った日をBay Dayと名付け、急始型磁気嵐日を除いた月毎のBay Dayの発生率を求めた。太陽活動下降期の1951年～1952年及び1958年～1960年にはBay Dayの発生率は大きく(最大は0.58)、太陽活動極小期の1954年～1955年、1961年～1962年にはBay Dayの発生率は小さい。特に1954年5月には上に定義したBay Dayは0だった。一方地磁気活動の27日帰性は、大体Bay Dayの発生率の大きい年に良い。然しBay Dayの発生率は太陽活動



極小期近くでは、春秋に大きく、夏冬に小さい傾向がある。又この傾向は太陽活動の盛んな年には消滅している。このような季節変化は、地磁気活動の27日回帰性には顕著に認められない。これがBay Dayの発生率と地磁気活動の27日回帰性との異なる点であろう。同様にCollegeのデータについてもBayをSharp Negative Bay, Broad Negative Bay, Positive Bayに分けて、その年間発生率を各地方時毎に求めると、やはり上述の様なBayの発生と太陽活動との関連性が見出された。

急始型磁気嵐を除いていること、及びBay Dayの発生と地磁気活動の27日回帰性との関連性ことから、Bayは粒子密度が高く、又速さの大きいSolar Windが地球磁場の尻尾をゆれ動かした時に発生されると思われる。

## 1.2. $f_{min}$ の増加と地磁気湾型変化の発達 (II)

佐野幸三(地磁気観)

恩藤忠典(電波研平磯)

前回に引き続いて、 $f_{min}$ の増加と地磁気湾型変化の時間的発達形態を調査した結果を報告する。よく知られているように夕方、真夜中、朝方に夫々Positive Bay, Sharp negative Bay, Broad negative Bayが多く出現しているが、これに対応して $f_{min}$ の増加、Block outの領域が出現している。しかし時間的には前回は報告したように $f_{min}$ の方が遅れて発達するようである。特に真夜中、Sharp negative Bayに対応する $f_{min}$ の増加はそうである。このことは $f_{min}$ の増加を起すような高エネルギー粒子は地磁気擾乱によって、Magnetosphere内の比較的低エネルギー粒子が加速されて生じるものであることを示すものであろう。朝方から日中にかけて起るPc5と $f_{min}$ の増加についても同様なことが考えられる。

一方、Positive Bay及びBroad Negative BayはDst-Fieldの発達と個々に密接な関係があり、これは全く地磁気嵐の場合と同じ形態である。即ちDS-Fieldに対応するものである。

Sharp negative Bayは低緯度地方のPositive Bayに恐らく対応するものであり、ほとんど夜間に限られていることからして、前者とは本質的に異なる現象ではないかと思われる。ともかく

磁気湾型変化といった擾乱も、全く小規模な地磁気嵐と同じものである。

### 1.3. 極光帯位置の季節変動

福 島 直 (東大理)

国際地球観測年期間中およびオ二回国際極年期間中における地球磁場擾乱の大きさについて、2時および0時子午面における緯度分布を補正地磁気座標を用いて再整理した結果、次のよう結論が得られた。

- 1) 夜側における極光帯 (地磁気擾乱が極大となる緯度) の位置は、夏季でも冬季でも変わらず、地磁気赤道面に対して対称な位置にある。
- 2) 昼側における極光帯の位置は、夏半球・冬半球の非対称がいちじるしく、夏季は冬季より約7~8度緯度が高いところにある。
- 3) 冬季においてすら、昼側極光帯の緯度は夜間側における緯度よりも数度高い。
- 4) 地磁気活動度の増大に伴って極光帯の位置は低緯度側に寄って来るが、この傾向は昼側方が夜側よりもいちじるしい。

### 1.4. 極地域における地磁気変動 (I)

○岩崎 昇・西田篤弘・永田 武 (東大理)

極点 (Thule) の記録によると、冬期の非常に静かな日には、一日間の地磁気強度の変動の幅30 $\gamma$ 程度になることがある。

(i) このような日の日平均値を基準線にとって、地磁気変動ベクトルの向きを調べてみると、 $S_q^P$ , geomagnetic bay, polar magnetic storm などの傾向と一致している。

(ii) しかし、これら  $S_q^P$  ……などとは逆の向きに変動している場合もみつかると。この場合について個々に解析してみると、極点における変動の大きさが異常に大きく、auroral zone では極点の1/10程度の変動であることがわかる。

(iii) 極地域全般について調べると、変動強度がいわゆる spiral pattern の地帯に沿って増大しているように思われる。

(iv) 夜間の Z-成分値には、冬期と夏期とでは約50%の差異があり、冬期の方が大きい。この事実は(定性的に)、地磁気磁力線が夏期になると(冬期よりも) solar wind の影響を強く受け、夜側に大きく傾くためと考えると都合がよい。

この解析を通じて、neutral point, magnetosphere の後方部の状態を考察したい。

## 1.5. 極磁気嵐 Dp-field の構成

飯島 健 (東大理)

Polar magnetic Storm の Dp field は既に論じてきた如く、主として AEJ (auroral electrojet) と SP (enhancement of  $S_q^P$ ) の2要素より構成されていると考えられる。個々の  $S_q^P$  について従来  $S_q$  として定義されかつその quasi-steady pattern の存在が確立されている  $T_0 \geq 6$  hours の長周期成分と  $T_0 < 6$  hours の短周期成分に numerical filter を用いて分離した結果個々の  $S_q^P$  については両成分共に average  $S_q^P$  (永田-国分, 1962) とほぼ同一の pattern を示し、強度は長周期成分が数倍卓越することが判明した。(国分, 1964 にも示されている)。よって SP は長周期成分において卓越し、AEJ は短周期成分に効くという仮定のもとに IGY 期間中の典型的な sharp bay と broad bay, および severe storm の3例について解析し、SP と AEJ との関連、lower ionosphere での electric potential より推察した magnetosphere 内での電場、plasma 速度、charge accumulation の時間的変動および tail 内での neutral sheet の運動との関係を考察した結果、磁気圏内にて  $10 \sim 15 \text{ km/sec}$  の low-energy-pla-

sma の運動が存在すれば polar geomagnetic storm の D p に寄与する S P 成分は説明できる。A E J -成分の生成には ionospheric conductivity として  $10^2$  程度の増加を仮定してもなお磁気圏内に  $0.02 \sim 0.03$  Kv/Km および  $0.6 \sim 1.0$  Kv/Km 程度の longitudinal 並びに transverse electric field が局所的にかつ、かなり quasi-steady な比較的即座に生成され易いものとして仮定しないと定量的には説明しがたい。磁気圏尾での low energy plasma の運動および excess charge accumulation の仕方は永田 - 国分理論 (1962) および Axford-Hines 理論が最も妥当であると思われる。

## 16. 伏角を考慮した Magnetospheric Current 及びそれによる磁場の変動

村田 宏 雄 (京大理)

前の学会において、solstice における S q 変化をダイナモ理論で説明するには vertical current を考慮しなければならないことを述べ、この vertical current が磁力線に沿って両半球の間を流れるものとして計算を行ったが、今回は同じモデルを使用し境界条件に伏角を考慮した場合について考察してみる。

オ一次近似では両者の間には違いがなく、vertical current の最大値は E 層上面で  $4 \times 10^{-10}$  Amp/m<sup>2</sup> である。また磁力線に沿って流れる電流 (Magnetospheric Current) によって地球上で観測され得る磁場の強さについて定量的に計算を行った結果、赤道で最大値  $3 r$  である。

## 1.7. 電離層の風に対する Numerical Experiments (1)

前田 坦 (京大理)

電離層の風は電離層のみならず磁気圏の電子密度分布に大きく影響する。その研究はいろいろな方面から行われ、電波やロケットによる直接測定、地磁気変化からの推定、理論的な運動方程式からの解など何れも別個の方法でなされた研究の結果はまだ最終的な結論に達していない。

この論文の主旨は地磁気の変化を説明し得るような電離層の風系を、Numerical Experimentの方法で推定することで、その結果は他の観測や理論的結果と比較されねばならぬ。

地磁気変化から風の推定は、すでに10年前に行われているが、何れも不十分なもので、もう少し詳しい検討を要求されてきた。この方法は2つの行き方がありB→V法とV→B法とに分けられる。前者は観測されたBの場からVを推定するもので出発条件は分っているがVの高さ分布を知ることは難しい。又後者はVの高さ分布を仮定して結果としてのBを求め得るが、Vの仮定がはっきりしない。

以上のように何れも一長一短のため、この両方法を組合せて最もたしからしい風系を求めようとしている。現在計算途中のため最終の結果には未だ到達していないが、中間報告として今までの結果についてのべる。

## 1.8. 木星電波受信における電離層の影響について

松本 治 弥 (神大工)

地球上で受信される木星電波のうち decametric 帯のものは1秒以下から数分の時間巾を持つたいわゆる burst が group をなして数分から数時間の継続時間をもって発生する。木星電波の発生機構およびそれに関連した木星の大気構造、磁場等の研究では、木星の自転にともなうこれら burst の受信確率、受信強度等の統計が理論的考察の重要なうらづけになっている。一方 radio star あるいは人工衛星からの電波が電離層の影響でシンチレーションをおこす事はよく知られ

ており、木星電波についてもこのburstがどの程度まで電離層の影響を受けたものであるか実験的に確かめる必要がある。その試みは若干されて来たがまだ十分な結果がえられていない。筆者らがオーストラリアで行なった実験でも数100km離れた2地点での受信波形が全く同じ場合がある一方、200m離れた2地点の受信波形が相当異なる場合もあった。木製電波はこのように時として電離層の影響を相当受け、したがって従来理想の基礎となったburst観測の結果もこれを無視できないことになる。地上における電波の変動は、電離層電子密度の空間的・時間的変動による。diffractionによるものとして統計的に取り扱われてきた例は多い。しかし木星の場合、そのspectrum記録その他からみてむしろ電子密度の個々の不規則構造により受けるレンズ様の屈折、収束によると思われるものが多く見受けられる。

ここでは遠方の点源よりの電波が電子密度の単独の不斉部分により受ける地上での影響を理論的に検討し、その周波数特性をspectrum記録による結果と比較してよく一致する事を述べ、さらにこれより逆に、その不規則部分の高さ、大きさ、電子密度変動分、速度等を類推できる可能性のあることを示す。又このシンチレーションの直接の原因が電離層でなく地球外気圏にあるとする説に対して否定的な結論を出す。

## 19. 中緯度 $F_2$ 層電子密度の夏季夜間異常増加について

佐藤輝夫(防衛技研)

## 20. Bremsstrahlung による電離分布

上山 弘 (東北大理)

高度  $x$  に於て energy  $E$  をもつ一次電子の flux  $i(E, x)$  によって生ずる bremsstrahlung は, energy  $h\nu$  の photon について

$$Q(x, h\nu) d\nu = N(x) \times \frac{8}{3} \bar{\phi} \mu \frac{d\nu}{\nu} \int_{h\nu}^{\infty} i(E, x) \cdot \frac{1}{E} \ln \frac{(\sqrt{E} + \sqrt{E - h\nu})^2}{h\nu} dE$$

但し,  $N(x)$  は大気数密度,  $\bar{\phi}$  及び  $\mu$  は適当な constant である。この photon がすべての方向に進行し, 途中若し吸収がないとすれば, 垂直と  $\theta$  の角をなす  $x_1$  の高さでは  $Q(x, h\nu, x_1) \cos^2 \theta / \{4\pi(x-x_1)^2\}$  になるが, 途中の吸収を考えると  $\exp\left\{-\sigma_\nu \frac{1}{\cos \theta} \int_{x_1}^x N(x) dx\right\}$

倍に弱くなる。故に  $x_1$  level の一点に於ける photoionization rate は (垂直に対する対称性を考

$$\text{慮し) } q(x, h\nu, x_1, \theta) = \frac{\sin \theta \cdot \cos \theta}{2(x-x_1)} Q(x, h\nu) N(x_1) \sigma_\nu y \exp\left\{-\frac{\sigma_\nu}{\cos \theta} \int_{x_1}^x N(x) dx\right\}$$

但し  $y$  は ionization efficiency.  $\theta$  のすべての方向について積分し

$$\int_0^{\pi/2} q(x, h\nu, x_1, \theta) d\theta = \frac{\sigma_\nu N(x_1)}{2(x-x_1)} Q(x) y \left\{ e^{-A} \left( \frac{1}{3} - \frac{A}{6} + \frac{A^2}{6} \right) - \frac{aA^3}{6} \right\}$$

$$\text{但し } A = A(x_1) = \sigma_\nu \int_{x_1}^x N(x) dx$$

$$a = -\ln A - 0.57722 + A - \frac{A^2}{2 \cdot 2!} + \frac{A^3}{3 \cdot 3!} \dots \dots \dots - \frac{(-A)^r}{r \cdot r!}$$

すべての高さで発する bremsstrahlung の効果は上式を更に高さにつき 0 から  $\infty$  まで積分して得られる。即ち

$$q(x_1, h\nu) = \frac{1}{2} \sigma_\nu N(x_1) \int_0^{\infty} \frac{Q(x, h\nu)}{x-x_1} \left\{ e^{-A} \left( \frac{1}{3} - \frac{A}{6} + \frac{A^2}{6} \right) - \frac{aA^3}{6} \right\} dx$$

最後にすべての photon energy のものによる ionization rate は

$$q(x_1) = \int_{\nu_i}^{\infty} q(x_1, h\nu) d\nu \quad \nu_i = \text{ionization potential}$$

で与えられる。

Precipitating electron の incident energy を固定した場合と, energy spectrum を適当に仮定した場合とについての計算結果を示す。

Bremssstrahlung による電離は aurora に伴う D 層異常電離の問題として幾つか研究があるが, ここに述べた方法はより厳密であり, D 層よりも上層にも適用出来る。

## 2.0.a 赤道地方正午の F<sub>2</sub> 層電子密度の季節・ 非季節及び半年変化

米 沢 利 之 (雪波研)

## 2.1. 極域電離層変化の一原因

永田 武・丸橋克英 (東大理)

極域電離層の日変化の原因を考える上で, 非常に有力な手がかりとなる現象を見出した。それは Equinox においては, 補正地磁気緯度 7.5 度付近に現われる現象であり, 補正地磁気座標による地方時の正午頃, 急激な  $f_oF_2$  の増加として観測される。(以下, この現象を Magnetic Noon Enhancement, 略して MNE と呼ぶことにする。)

極地方の電離層日変化の異常性は, この MNE と, UT 効果を考慮すれば, 十分に説明され得る



ものと思われる。例えば、R. W. Knecht が 1959 年に示した、South Pole における  $f_2F_2$  変化の半日周期成分は、一つは UT 効果、他の一つは MNE であろう。

MNE の現われる領域は、比較的狭く、Equinox では、補正地磁気緯度  $75^\circ$  付近を中心として、巾は  $5$  度程度に限られている。地磁気活動度が増大した場合には、 $70$  度付近でも MNE が観測されることがあり、MNE の現われる領域と、地磁気活動度との関係は、非常に興味深いものがある。

平均的に、MNE という現象は、 $70$  度以下の緯度における  $f_0F_2$  の日変化と比較してみると、非常に顕著であり、日変化の特徴の不連続的な変化が見られる。この事は、 $75$  度付近に特有な MNE の原因があり、低緯度側からの Drift は重要ではないことを示している。従って、この意味において、低緯度からの Drift は、UT 効果の原因とは考えられない。

## 22. 風によるスポラチック E の生成

加藤 進 (京大工)

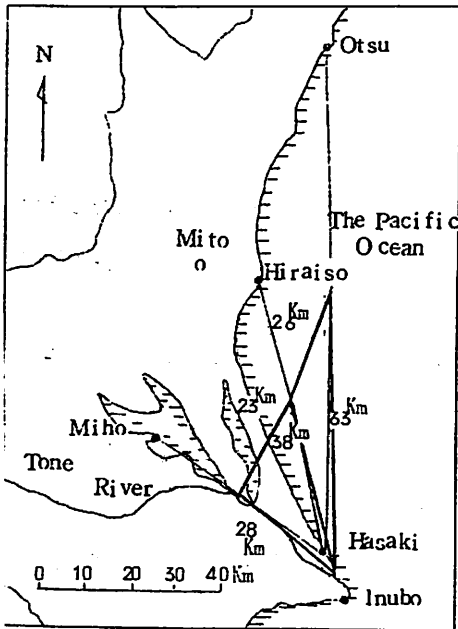
最近、sporadic E が wind shear で作られるという説が流行している。これは観測の方からも支持されている様である。

この論文では wind shear を含むもっと広い立場から sporadic E 層の生成について考察をすすめた。つまり電離層の風は電子密度の irregularity の生成に如何に寄与するであろうか？ といった問題を取扱ったものである。さらに一例として電場と wind shear がある場合の irregularity の生成の時間的経過をしらべてみた。その結果は従来考えられていた stationary state の様子と可なり違った状態であろうことを示している。

### 23. 方探観測による $E_s$ 層内の irregularities の移動について

新野賢爾・大内長七・根本長四郎（電波研平磯）

波崎ロラン局電波（周波数：1,85Mc/s, パルス巾：100 $\mu$ s, 最大尖頭出力：150KW）の



観測記録上に現われる  $E$  領域附近のパラボラ群状の反射波は、 $E_s$  層内に存在する Irregularities の水平運動によるものらしいことがこれまでの実験結果から推定された。

今回はさらにこれらの Irregularities の移動を詳しく調べるため、本年6月、図に示す様な各地点（平磯、犬吠、鏡ヶ浦美浦）において  $d'-t$ （走行距離—時間）記録の同時観測と、平磯、犬吠においては方位測定機をも併用して、3点観測より求められる  $E_s$  層附近の風の特性和方探観測による Irregularities の運動との関係を明らかにすることができた。

### 24. 太陽黒点数極大期および極小期における スプレッド F 発生頻度世界分布図

田尾一彦（電波研）

電離層の  $F$  領域における irregularity に関連したいろいろな問題、例えば  $F$  散乱（斜伝播）や

ラジオ星あるいは人工衛星からの信号のシンチレーションが地球上の如何なる部分、または如何なる時期に発生し易いかといった問題を予報するために太陽黒点数極小期の1954年と、極大期のIGYの際に測定された電離層垂直打上げの測定値を用いて、スプレッドFの全世界発生頻度分布図を作成した。これらの地図は次のような構成からなっている。

(i) 年：1954年，IGY

(ii) 季節：春季 (Feb, Mar, Apr)

夏季 (May, Jun, Jul)

秋季 (Aug, Sep, Oct)

冬季 (Nov, Dec, Jan)

(iii) 時刻：00～23時（1時間毎）

従って計 $2 \times 4 \times 24 = 192$ 枚の分布図を作成した。各図には3ヶ月間での発生頻度をあらゆるパーセンテージを示す数字のコントロールが画かれてある。これらの分布図の特徴の概要は次のとおりである。

(i) スプレッドFは補正地磁気座標軸に沿って夜と共に移動する。すなわち著しく地磁気に支配される。

(ii) 極地域は磁極近傍に時間に余り関係なく発生する地域と、地磁気緯度 $60^\circ \sim 70^\circ$ のまわりに地方時と共に移動する。最大発生時間は0時以降である。

(iii) 赤道地域の発生領域は補正地磁気座標で緯度 $10^\circ$ 以内にあり極小期には最大発生時刻は0時以降に、極大期には0時以前にある。

(iv) 極大期には高緯度と赤道地域にしか発生しないが、極小期にはこの他に中緯度で極めて発生率が多くなる。特に冬季と夏季に多く、冬季は北半球、夏季は南半球に多くなる傾向がある。

これらの分布図は実用的な面ばかりでなく、スプレッドFの発生機構を考える上にも有用である。

## 25. 夜光酸素赤線の強度変化

市川 敏 朗 (岐阜大教授)

## 26. 夜光OH(Meinel 7-2)Bandの観測

市川敏朗・大地 登 (岐阜大教授)

今年の5月より、O<sub>2</sub>H<sub>2</sub> Meinel 7-2 Bandの夜光強度の増天観測を行っているので、その測定の方法と、1・2の観測結果について発表します。

測定方法は [0 1] 5577や6364と同じく干渉フィルターによる二色法で、東芝PM-507電子増倍管による光電測定である。

連続スペクトルによるBack groundは一応6000°Kとしてフィルターをセットした。

Absolute Intensityは7-2 Bandの全輝線の和をRayleigh強度で表わした。

## 27. 酸素赤線薄明大気光の発輝機構

小川利紘(東大理)

朝方の酸素赤線大気光の発輝機構は次の様なものが考えられる。

- (1) 太陽の6300Å光の酸素原子による共鳴散乱。

これは太陽が天頂にあるときでも20レーリー程度の寄与しかししない。従って薄明時ではこの $\frac{1}{10}$ 程度に減るから問題にならない。

- (2) シューマン・ルンゲ連続光による酸素分子の解離。

これは日中の酸素赤線の殆どの部分を受け持つ発輝機構で、薄明時にも、特に太陽天頂角が $100^\circ$ 以下の場合、重大な寄与をする。

- (3) 解離的再結合。

これは夜間の酸素赤線の発輝を受け持つもので、朝方電子密度の増加に伴って酸素赤線強度の増大を来たす可能性がある。

- (4) 電子衝突による励起。

太陽XUV輻射の照射によって光電子が生成され、この光電子(平均10eV程度のエネルギーを持つ)による直接の酸素原子の励起、又は光電子のエネルギーがその場に存在する電子に移って電子の温度が増大する為、熱電子による励起の可能性もある。

以上四つの励起機構について定量的に検当する。

## 28. 超高層大気における光電子(II)一次光電子のエネルギー・スペクトル

等松隆夫・小川利紘(東大理)

太陽XUV輻射によって上層大気中に生じる光電子の生成率について、そのエネルギー・スペクトラムを、種々の太陽天頂角に対して計算した。その結果、光電子生成率のエネルギーに対す

る積分スペクトラムは大体  $\exp(-E/E_0)$  の型となって ( $E$  は光電子のエネルギー) , このスペクトラムの型は, 各高度, 各太陽天頂角に対してあてはまる。

## 29. 超高層大気における光電子 (Ⅲ) 力学的過程

等 松 隆 夫 (東大理)

太陽 XUV 輻射によって生成された光電子のエネルギー損失の力学的過程は, その運動エネルギーと大気密度によっていちじるしく性質を異にする。特に電子エネルギー分布については, 必ずしも従来考えられている局所平衡理論は成立しない。このような問題は特に  $Z > 200 \text{ km}$  で重要になり, いわゆる光電子の電離層からの逃散がおこる。実際, 逃散の粒子束は  $F \sim 5 \times 10^8 \text{ electrons/cm}^2/\text{s}$  程度となる。今回はこのような逃散のおこる条件について議論する。逃散のおこる条件として,

- (1) Ionization, Excitation loss が小さい。
- (2) 弾性衝突については, 多重小偏角散乱が無視出来る。
- (3) 地球磁場と太陽高度の幾何学的関係が光電子の逃散を容易にする状態にある。

などがある。

逃散光電子の Exosphere での様相は, そこでのプラズマとの相互作用で支配されるであろう,  $\epsilon = 30 \text{ eV}$  の光電子について, その運動量損失の飛程は略々  $50 R^{\oplus}$  程度となる。

一方非逃散光電子については, そのエネルギー損失の History を各エネルギー領域について考察すると次のようになる。

電子エネルギー	エネルギー損失領域
$\epsilon > 30 \text{ eV}$	Ionization
$30 > \epsilon > 15 \text{ eV}$	Ionization + Electronic Excitation of $\text{O}_2$ and $\text{N}_2$
$15 > \epsilon > 7 \text{ eV}$	Excitation of O

$7 > \epsilon > 2 \text{ eV}$	Vibration Excitation of $\text{N}_2$ and $\text{O}_2$
$2 > \epsilon > 0.5 \text{ eV}$	Rotational Excitation of $\text{N}_2$
$\epsilon < 0.5 \text{ eV}$	Elastic scattering

この外、プラズマによる損失はF層で重要である。

### 30. 大気放射の空間分布測定装置の試作

高木 亨・堤 捨男（京工繊大工学）

本装置は、大気中に含まれる水蒸気、 $\text{CO}_2$ 、 $\text{O}_3$ 等の各種分子、雲、その他の微粒子からの熱放射や散乱光を、天空の輝きの空間分布として測定しようとする装置である。

装置は telescope, 検知器, chopper, 走査機構よりなる放射計と波形処理装置で構成される。1個の検知器による scanning data は、たとえば朝夕および昼間では、各種分子、微粒子、雲による太陽光の散乱光の方位角分布・仰角分布より、それらの concentration の推定を行うことができ、それぞれの concentration contrast に関して自己相関関数を計算することにより、自己依存性の有無を検討できる。また夜間では大気光または  $\lambda > 3 \mu$  なる波長範囲の大気放射の空間分布の測定が可能であり、これらを background-noise と見做して、自己相関関数およびウィーナー・スペクトルを解析することもできる。

また、たとえば波長感度の異なる2個の検知器を使用して、放射の空間分布を同時に測定すれば、その相互相関より2種類の放射源の依存性を検討することも可能である。

今回の報告は中赤外における天空輝きの空間分布を測定するのに必要な光学系の利得と視野を求めるために、先ず夜間における大気放射帯に水蒸気・ $\text{CO}_2$ の主な吸収バンドを含む  $2 \sim 7 \mu$  帯を選び、1個の金・ゲルマニウム検知器を使用した装置を試作したので、これについて説明し、測定の一例および解析の結果例を示す。

### 3.1. 25~16 $\mu$ の大気放射の分光測定 (I)

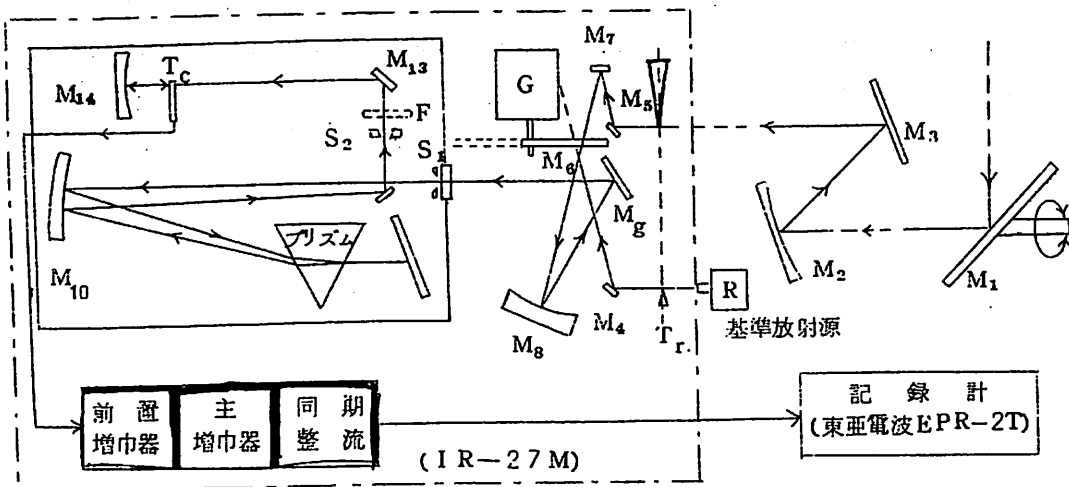
高木亨・堤捨男・松井松長 (京工繊大工学)

本報告は、大気構造の研究および赤外通信系・探知系設計の資料を得るための天空からの赤外放射の分光測定に関するものである。今回は2.5~16 [ $\mu$ ] の中間赤外域での大気放射の分光分布の測定に使用した赤外分光装置の概要および測定結果の一部を報告する。

本測定に用いた分光器は、島津製IR-27M型赤外分光光度計に図のような集光鏡 (平面鏡2, 凹面鏡1) を付加したもので、回転平面鏡 ( $M_1$ ) を回転させることによって天頂から地平線までの範囲の測定が可能である。基準放射源としては当研究室で試作した0 [°C] の黒体および77 [°K] に冷却した塗装金属面を用いた。

測定は晴・曇天のもとで、昼・夜間にわたり、仰角を変えて行った。その結果、曇天の場合には昼夜間共仰角に対する依存性は少く、晴天時には昼夜間共仰角の増加にともなって、8 [ $\mu$ ]

(図. 赤外分光装置の概略)



- |                                |                    |
|--------------------------------|--------------------|
| $M_1, M_2, M_3$ : 集光鏡          | $M_{12}$ : 自動温度補正鏡 |
| $M_4, M_5, M_7, M_9$ : 光度計部反射鏡 | $M_{13}$ : 平面鏡     |
| $M_6$ : セクタ回転鏡                 | $M_{14}$ : 熱電対集光鏡  |
| $M_8$ : 光度計鏡                   | $T_C$ : 熱電対        |
| $S_1, S_2$ : スリット              | $W$ : ウェジ          |
| $K$ : KRS-6窓板                  | $T_r$ : トリマ        |
| $M_{10}$ : モノクロメータ主鏡           | $G$ : 発電機          |
| $M_{11}$ : リトロ鏡                | $F$ : 短波長カットフィルタ   |



以上の長波長帯で著しい差が認められた。又、 $9.6 [\mu]$  においてはオゾン層による放射と思われるものが記録された。

### 3.2. 交番電磁界を用いた質量分析器

畚野信義 (電波研)

1950年頃、Courant, Livingston, Snyder らによって、Brookhaven, National, Laboratory で交番電磁界が、Proton Beam に強い集束作用を与えることが発見されて以来、交番電磁界による Beam の集束についていろいろ試みられて来た。しかしその主なものは、進行波管の Electron Beam の集束に応用するために、Space Charge の影響が大きい場合について検討されて来た。集束作用のある交番電磁界としては、(1)軸対称交番磁界、(2)4極交番磁界、(3)軸対称交番電界、(4)4極交番電界、及びこれらの合成が考えられる。これら電磁界中の Beam の半径方向の運動方程式の解は、いずれも Mathieu 函数になる。従って適当な条件を与えてやれば、Mathieu 函数の集束発散作用を用いて ion の質量分析を行なうことが出来る。

上の4つの場合について質量分析器として用いる場合の基礎的な検討を行ない、特に(3)の場合について簡単な計算を行なった。

### 3.3. ルビーレーザー波長の温度整調

広野求和・長 俊男（電波研）

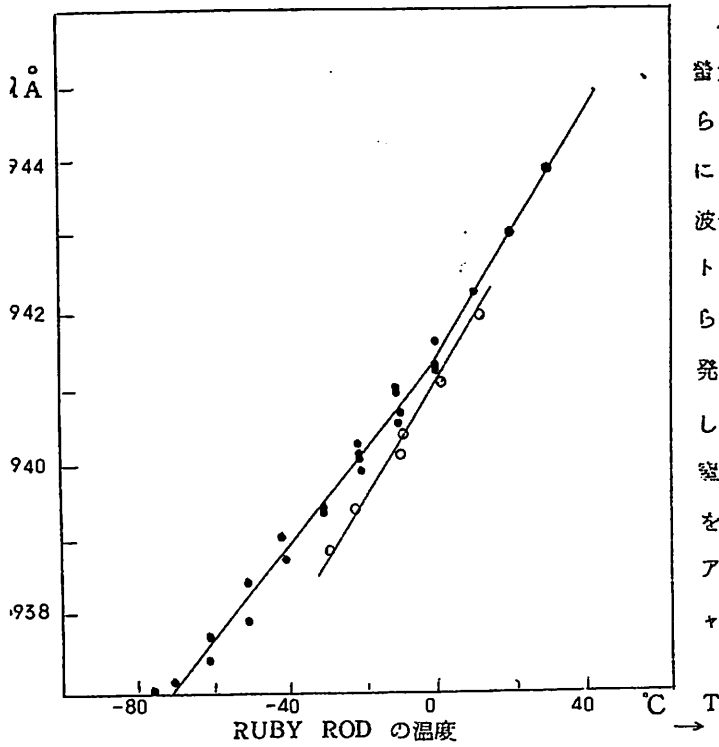


図1 { ● 通常発振  
○ ジャイアント・パルス

ルビーの中のCr<sup>3+</sup>イオンの  
 発光線は少なくとも6933Åか  
 ら6946 Åまではロッドの温度  
 によって変えることと、この  
 波長範囲に大気中の吸収スペク  
 トル線が20本程あることは知  
 られている。ルビー・レーザの  
 発振状態で温度と波長の関係  
 をしらべた例は少ないので、液  
 体窒素の蒸気で冷却してレーザ  
 を発振させ、さらにクリプトシ  
 アニンでQスイッチをかけてジ  
 ャイアントパルスとし、これら  
 の場合において、ナルミ製  
 RM23回折格子分光器で  
 写真を取り、カリウムラン  
 プの6938.98Åと6911.  
 30 Åの線と比較して波長

を測定したので、その結果を図1と図2とに示す。何れの場合もポンピングはヘリカルXeラン  
 プ入力3000Jであり、図1はリンデ・ルビー6mmφ×50mm、図2は信光社ルビー10mmφ×  
 100mm何れもCr<sup>3+</sup>は0.05%、C軸：90°である。レーザ・ヘッドは別のものを用い、ロ  
 ッドに近接した熱電対で温度を測定している。このようになりことなる条件のもとにおいても  
 温度と波長の関係はよく似た値と変化を示している。この結果によりラマン・レーザの波長の  
 Tuningが計画されている。

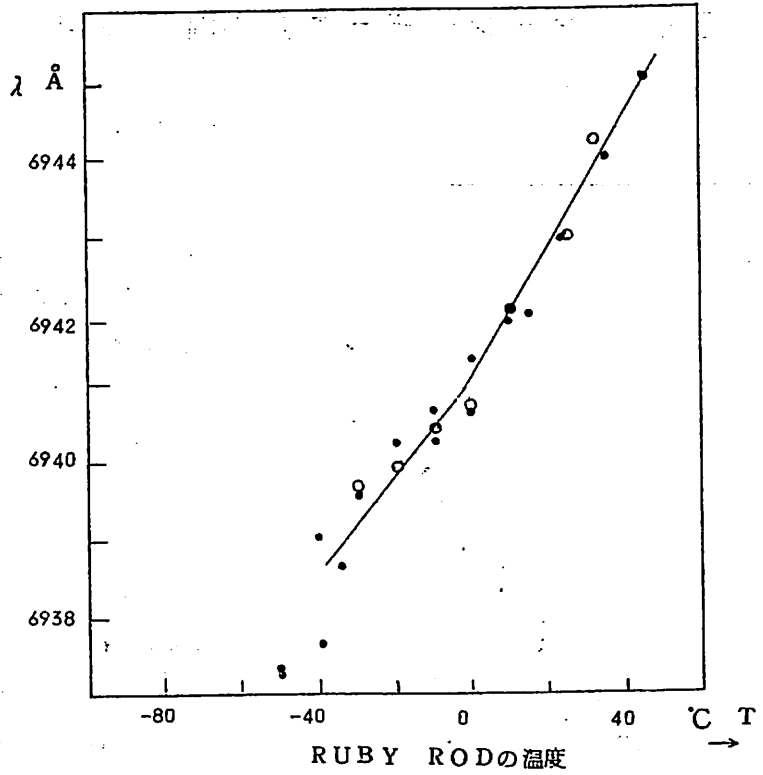


図 2

### 34. 上層の気温と風について

奥本隆昭・竹屋芳夫 (大阪市大工)

地上約30km以上の、いわゆる Prevai ling Wind を理論的に導出することを試みた。すなわちその第1段階として、これが主として気温分布によると考え、気温については

- 1) 太陽輻射 — 大気の吸収

2) 光化学反応による大気組成変化

3) 大気輻射

等を考慮して、気温・風のモデルを作ろうとするもので、その基本的な考え方について考察したことを報告する。

### 3.5. W-V法による高層の風の測定

竹屋芳夫・奥本隆昭・堤四郎・福原敏行（大阪市大工）

本方法は、Wind-Vidicon法の略称であって、ロケットに搭載したビデオカメラによって、同じロケットから適時に放出された人工雲を観測し、地上に伝送された画像から上層の風を知ろうとするものである。

この方法によって昼間の上層大気の移動状況を観測する事が出来るが、その実施上の問題点として次の諸点がある。すなわち

- 1) ビデオカメラの特性
- 2) 風の観測に必要な画数
- 3) 人工雲の生成

である。これらについて総合的に検討を加え、特に3)について一部実験結果を報告する。

### 36. ロケットによるSq電流系の測定

加藤 愛雄・青山 巖 (東北大理)

### 37.38.39. ロケットによる電離層の観測 (II)

(1)荷電粒の密度 (2)電子温度 (3)ロケット対空

平 尾 邦 雄 (東大宇航研)

宮崎茂・大塩光夫・畚野信義・城功 (電波研)

昨年末から本年前半に亘ってロケットによる電離層測定が鹿児島内之浦に於いて、良好な成績を以てなされて来た。観測項目はL-3-1に就いては、電子密度・電子温度・電子エネルギー分布で、L-3-2, K-9M-7, L-3-3, K-9M-9に就いては共に、電子密度・イオン密度・電子温度・イオン温度・電子エネルギー分布・空間電位であり、K-10S-1に就いては、電子温度である。

観測飛翔体の諸結果は下表の通りであるが、荷電粒子密度に就いては、地上からの電離層観測を同時に行なった(電子密度)ので、それを参照併考し乍ら、正イオン密度の解析に併なう諸要素を考察して観測結果を論ずる。電子温度の鉛直分布測定結果は、相互に比較検討し乍ら論ぜられる。ロケット対空間の電位に就いては、L-3-2及びL-3-3によって得られた結果を電子温度と比較し、その残差に就いての考察を行ない、併せて電場測定法に就いて論ずる。

ロケットによる電離層の観測

ロケット	年 月 日	時 分	到達高度 (km)
L-3-1	1964.7.11	11.02	1000
L-3-2	1965.1.31	14.01	1040
K-9M-7	1965.2.06	14.01	325

ロケット	年月日	時分	到達高度 (km)
L-3-3	1965.3.18	19.07	1100
K-9M-8	1965.3.25	20.21	320
K-9M9	1965.3.27	14.01	335
K-10S-1	1965.8.28	11.02	742

## 4.0. レゾナンスブローブの補正法

土手敏彦, 一宮虎雄 (理研)

レゾナンスブローブの補正式に関しては前に二三の報告を行なったが<sup>(1),(2)</sup>, ここではこれについて今迄考慮されなかった項目を含めてとりまとめておく。

レゾナンス周波数 $f_r$ とプラズマ周波数 $f_p$ との関係は球ブローブの場合次式で示される。

$$AX_r^3 + BX_r^2 + CX_r + D = 0$$

$$X_r \equiv f_p^2 / f_r^2$$

$$A \equiv 2y^2 \{ 8y^2 (q-1) - z^2 (z^2 + 2q - 2) \} \quad (1)$$

$$B \equiv 2y^2 \{ 4(q-1) - 8y^2 q - z^2 (z^2 - 2q - 2) \}$$

$$C \equiv (q-1) - 8y^2 q - z^2 (z^2 + q - 2)$$

$$D \equiv q (z^2 - 1)$$

$$y \equiv v_v / \omega_p, \quad z \equiv \omega_s / \omega_p, \quad v_v \equiv |\nabla v_e|, \quad q \equiv r_s / r_p \quad \left( \begin{array}{l} r_s: \text{鞘半径} \\ r_p: \text{ブローブ半径} \end{array} \right)$$

これは鞘のインピーダンスとして容量と並列のインピーダンスを考慮した場合の関係式で $v_v$ は鞘内の電子の速度,  $\omega_s$ は鞘の反共振角周波数である。ここで次の二つの限界値

$$y \rightarrow 0 \quad X_r^2 = \frac{q}{z^2 + q - 1} \quad (2)$$

$$y \rightarrow \infty \quad X_r^2 = \frac{q}{q-1}$$

が得られる。前者は鞘の並列インピーダンスが零の場合、後者は無限大即ち容量だけの場合である。実際のレゾナンス周波数は両者の中間に位置する。以上の式から鞘半径を消去すればレゾナンス周波数が計算できる。プローブが浮動電位にあるときは、鞘半径とプラズマ量との関係は

$$q^{4/3} (\alpha^2)^{2/3} = 1.024 (D_e / r_p)^{4/3} \eta_p / \varphi_0^{2/3} \quad (3)$$

$$\eta_p = \frac{1}{2} + \ln \left\{ \frac{1}{\sqrt{2\pi q^2 \varphi_0}} \left( \frac{M_+}{m_e} \right)^{1/2} \right\}$$

$\alpha^2(q)$  : Langmuir-Child の補正係数

$D_e$  : Debye 長

$\varphi_0$  : プラズマとプローブとが相対速度を持つための補正係数

$\eta_p \equiv eV_p / kT_e$

$M_+, m_e$  : それぞれイオンと電子の質量

$V_p$  : プラズマとプローブとの電位差

$T_e$  : 電子温度

で与えられる。第1図は以上の式から計算した  $f_r / f_p$  対  $(r_p / D_e)^2$  の図表で、(1)式から算出した  $f_r / f_p$  (実線) は鞘のインピーダンスを容量だけと見做した場合に非常に近いことが分る。第2図、第3図は以上の式を用いて実際の観測データ<sup>(5)</sup>を補正した例を示したものである。この図で、印はレゾナンスプローブにおいてレゾナンス周波数をプラズマ周波数と見做して計算された電子密度、実線は第1図の実線から補正したもの、点線は第1図において鞘のインピーダンスを容量だけと考えた場合  $y \rightarrow \infty$  の点線からの補正によるもの、×印はイオントラップにより得られたイオン密度、鎖線は電波の打上反射から求められた電子密度である。なお破線は、鞘の厚さを実験室プラズマで得られた値  $5D_e$  に等しいとする Harp の補正式<sup>(4)</sup>から得られたものである。なお、以上の補正の計算は  $(M_+ / m_e)^{1/2}$  の値を 250 (一定) と選んだが、高度の違いによる  $(M_+ / m_e)^{1/2}$  の値の差の補正值への影響は高々 5% の誤差を生ずるに過ぎないことが分った。

#### 参 照 文 献

(1) 土手, 一宮: PI 研究会資料第1号 p137, '64

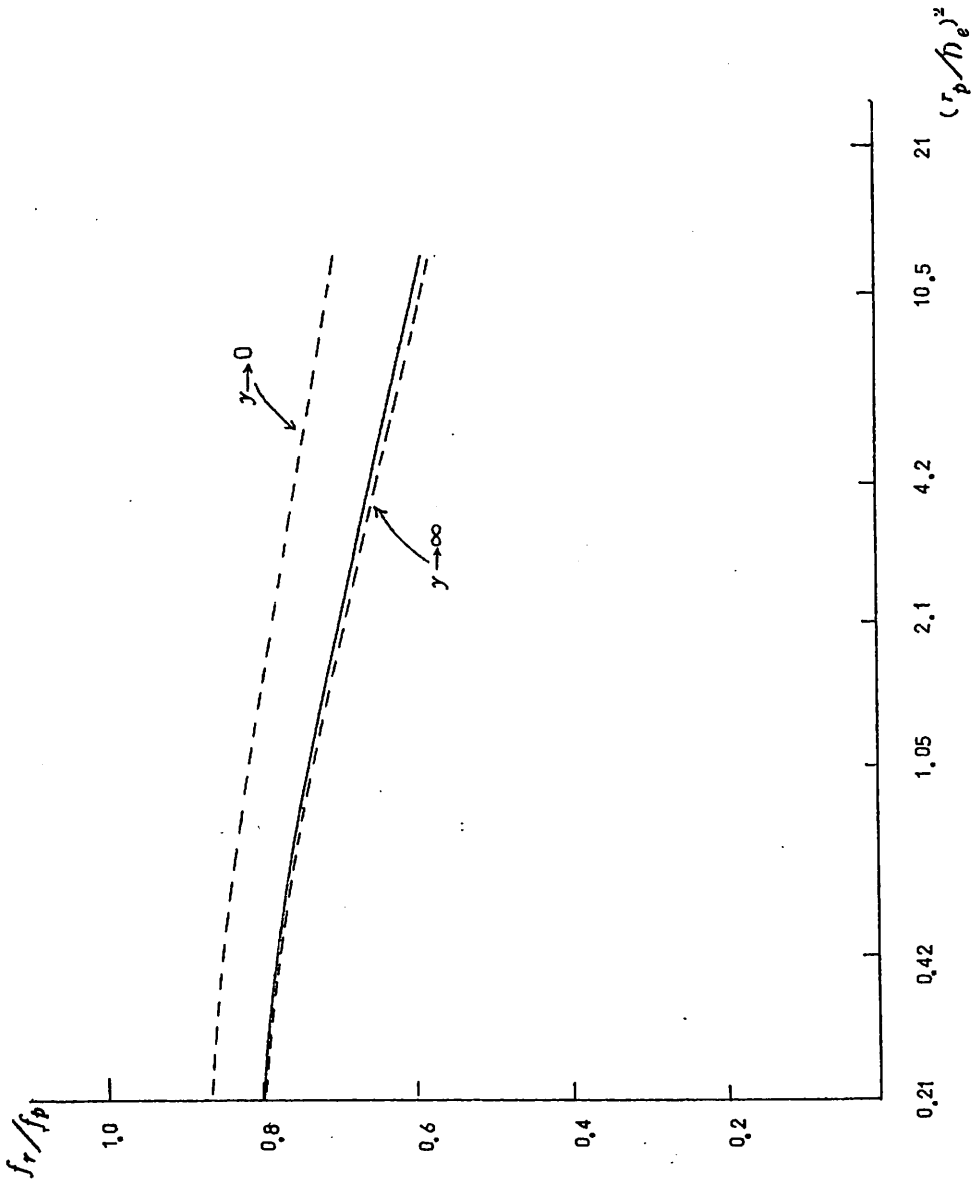
土手, 一宮: P I 研究会

'65.6

(2) T. Dote & T. Ichimiya: J.A.P. 36, 1866, '65.6

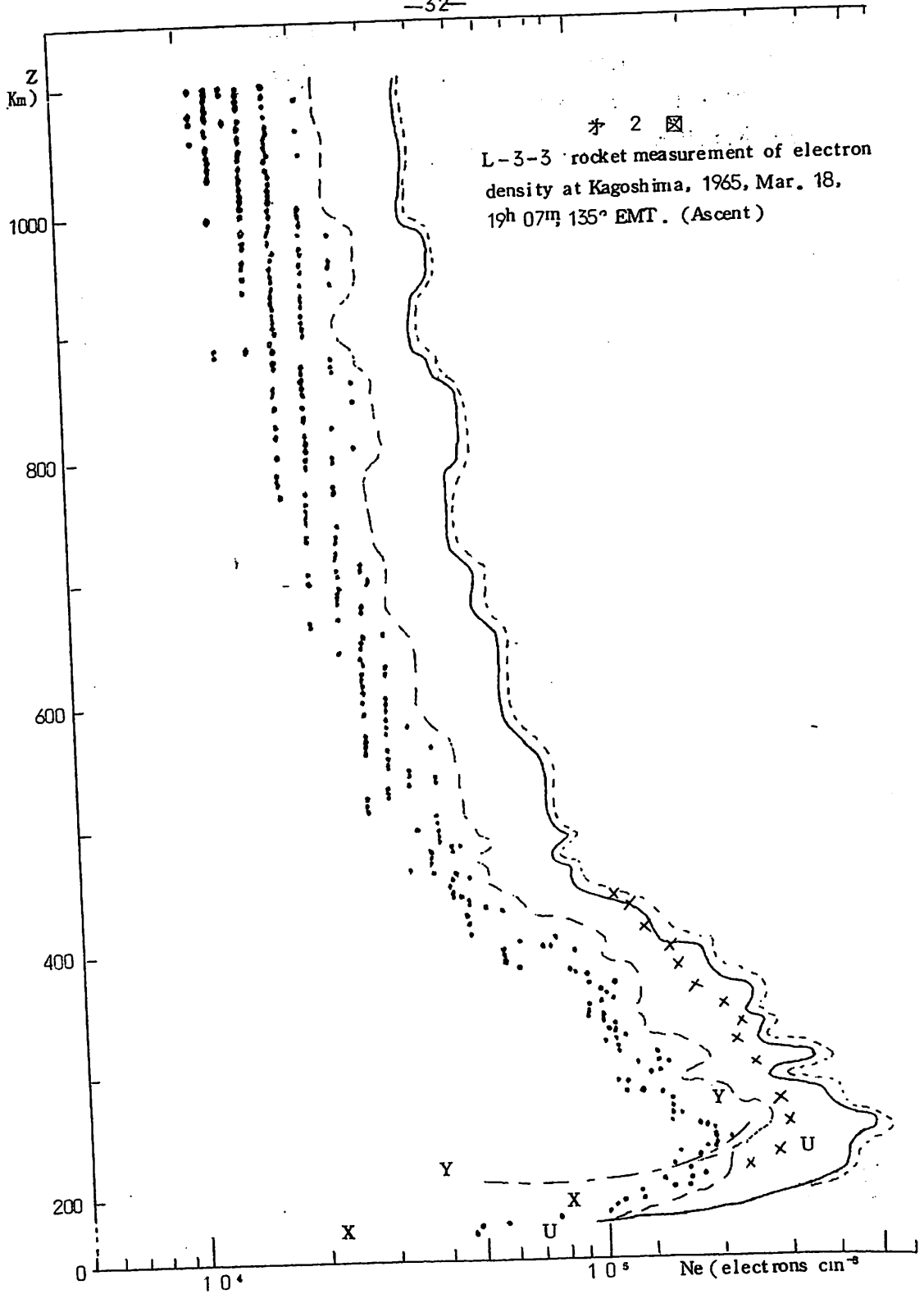
(3) 平尾, 宮崎, 大塩, 卷野, 城, 大瀬, 小泉: 地球電磁気学会 (37回) p49, '65.5

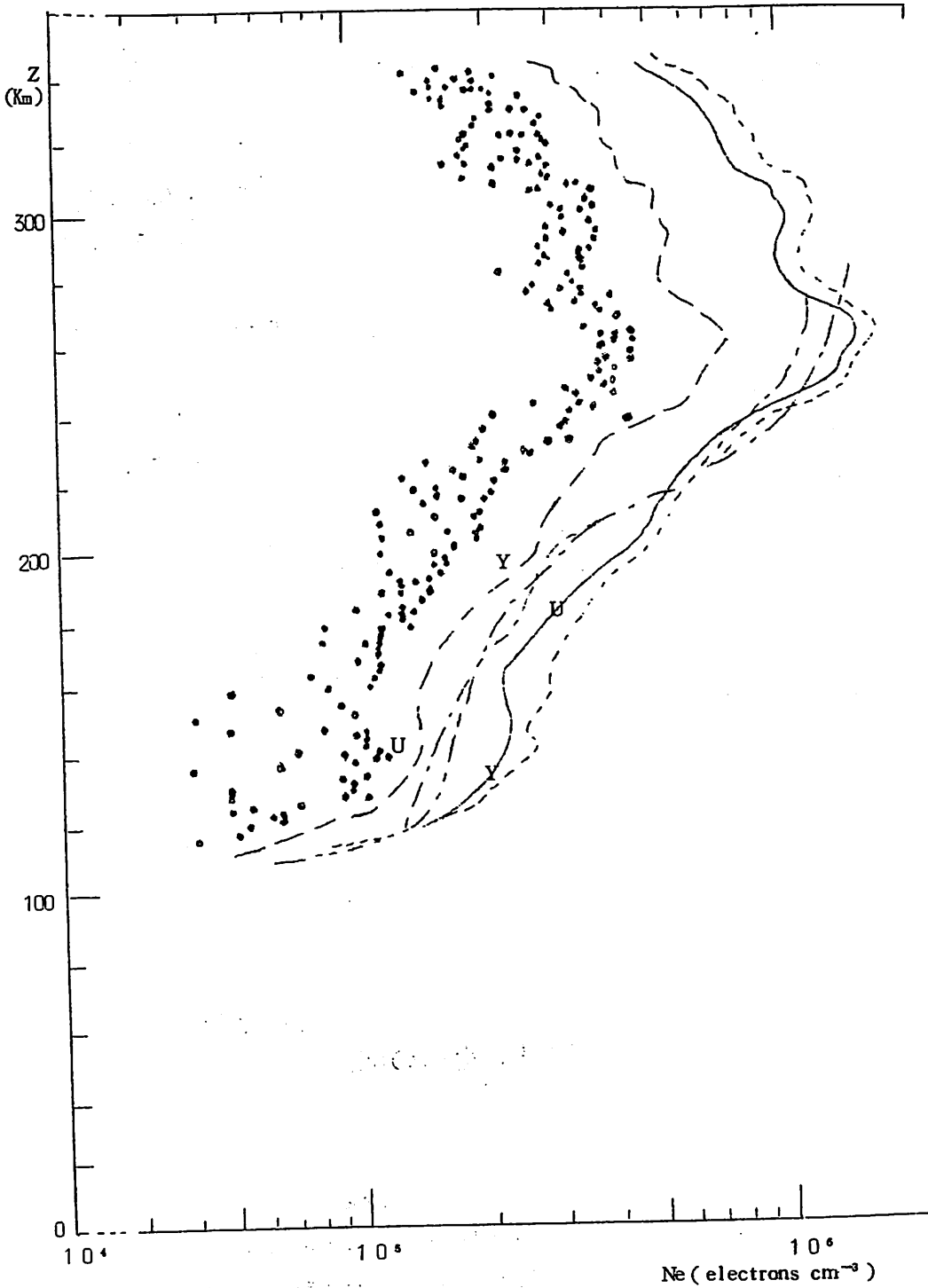
(4) R.S.Harp: J.A.P. 35, 3436, '64.12



第 1 图







K-9M-9 rocket measurement of electron density at Kagoshima.  
1965, Mar. 27, 14h 01m, 135° EMT. (Ascent)

## 4.1. ジャイロプラズマプローブによる電離層ロケット観測

大家寛・大林辰蔵（京大工）

ジャイロプラズマ、プローブはプラズマの高周波特性を、ジャイロ周波数、 $f_H$ およびプラズマ周波数 $f_p$ を覆う周波数帯域において、周波数を掃引しながら測定するものである。これにより電離層プラズマ中の電子密度、電子温度等をだすべくその基礎理論及び地上実験を進めてきたが、1965年7月27日12時10分よりK-9M-13号ロケットにより85~317Kmにわたり実験データを得た。

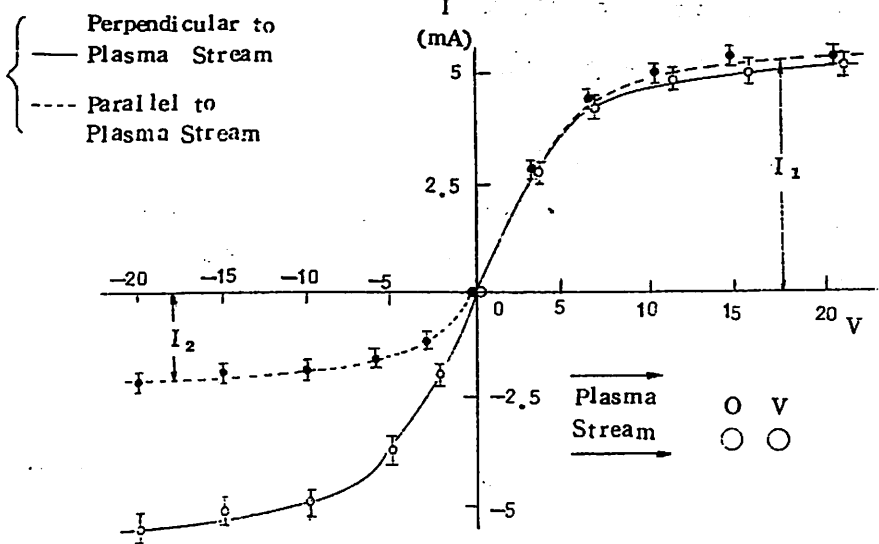
使用されたプローブは直径4cmの球と長さ50cmでプラスチックにより被覆された細い円筒の支持部からなる混成プローブであり、ハイブリッドレゾナンス、周波数 $\sqrt{f_p^2 + f_H^2}$ 、及びシーズレゾナンス $f_r$  ( $< f_p$ ) が実測された。ハイブリッドレゾナンスにより上記高度にわたって電子密度分布が求められた。又シーズレゾナンスからイオンシーズの構造及び電子温度を求めることが出来る。

以上の結果、ジャイロ・プラズマプローブは実際測定にその役割をはたせること、及びその測定領域は電離層空間にとどまらず地球外気圏域に拡張できることが実証された。

## 4.2. プラズマ流中のダブルプローブ特性とその電離層イオン温度測定への応用

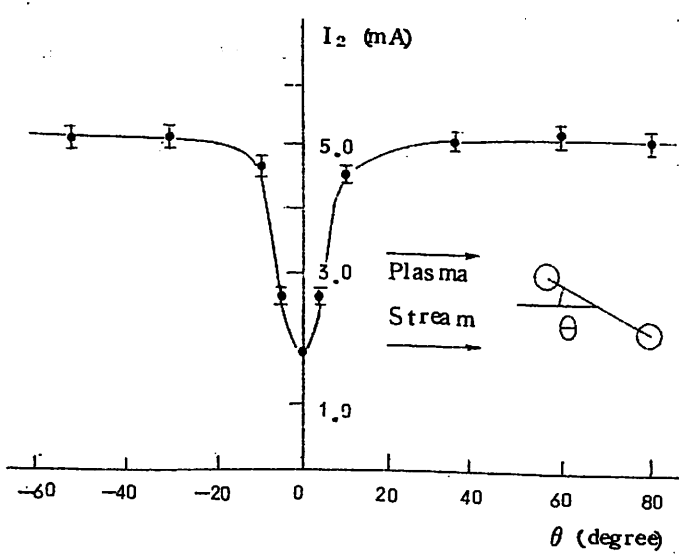
河島信樹（日本原研）

プラズマ・ガンからのプラズマ流中で、ダブル・プローブ測定を行なうと第1図に示した様に、プローブがプラズマ流に垂直におかれた時は、V-I特性は対称であるが、プローブがプラズマ流に平行におかれていると、その上流側の電極陰が下流側に影響を及ぼし、V-I特性が非対称



第1図 プラズマ流中のダブル・プローブ特性

になる。ダブル・プローブの特性で飽和電流は、イオンを捕集する側の電極のまわりのイオン密度で定まる。従って両電極のまわりの密度が異なる場合には、特性は非対称になる訳である。更にこれを確かめる為にプローブとプラズマ流のなす角度をかえてみると第2図に示したように下流側の電極が丁度上流側の電極の陰にはいった時のみ流れの影響が現われる。



この非対称性はプラズマ流が衝突が少い場合は、イオン温度によって定まる。簡単な計算で第1図に示した飽和電流  $I_1$  及び  $I_2$  の比は

$$\frac{I_1}{I_2} = \frac{\sqrt{\pi}}{2} \left/ E_r f_c \left( \frac{\delta \cdot V_0}{2\ell \cdot v_i} \right) \right.$$

- 但し  $\delta$  : プローブの電極半径
- $\ell$  : " 電極間隔
- $V_0$  : プラズマ流の速度

第2図 プローブとプラズマ流のなす角度による飽和電流の変化

$v_0$  : プラズマ流の熱速度

$$E_{rfc} x = \int_x^{\infty} e^{-t^2} dt$$

与えられ、 $V_0$ 、 $\delta$ 、 $\ell$ が知れているので  $I_1/I_2$  が実験的に求まれば  $v_0$  が求まる。

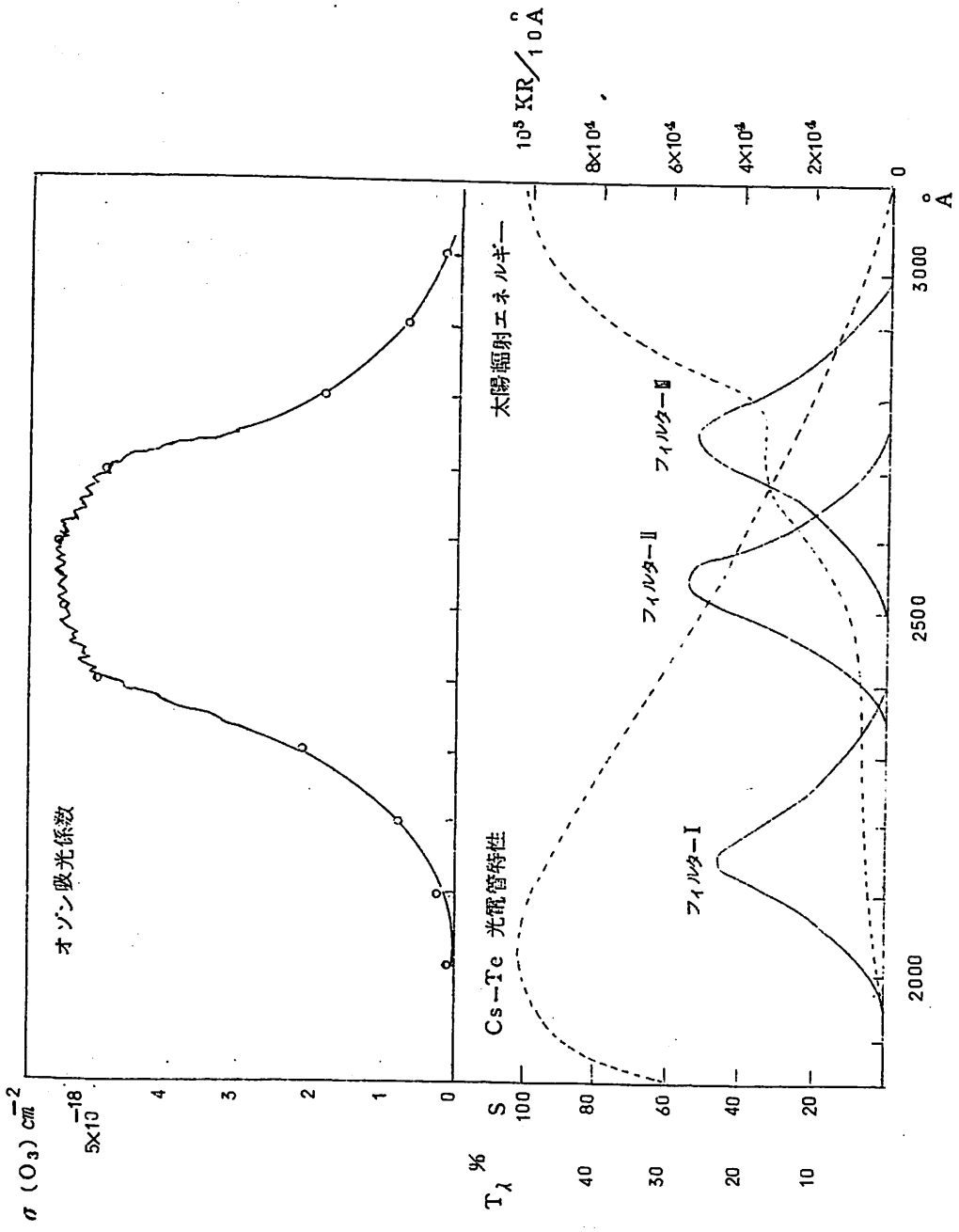
この方法は、ロケットによる電離層プラズマのイオン温度の測定に応用出来る。イオン温度が  $500^\circ\text{K}$ 位として、ロケットの速度は、 $1\text{ km/sec}$  程度で十分測定出来る。

### 4.3. ロケット搭載用オゾン測定装置の試作

永田武・等松隆夫・鶴田治雄（東大理）

一般に  $\text{O}_3$  の検出法は、 $\lambda = 2000 \sim 3000 \text{ \AA}$  の領域で太陽の分光写真をとることによって行なわれている。しかし最近では、 $\text{O}_3$  の吸光係数太陽のエネルギー分布が精密に分ってきたので、比較的広い波長域での太陽輻射の強度の高度変化を測定することによっても  $\text{O}_3$  を検出して定量することができるであろう。

実際には、ロケット実験で、フィルターを通して Cs—Te 光電管で太陽輻射エネルギー束を測定するよう計画している。



#### 4.4. ロケットによる超低周波磁波の観測 (II)

小川徹・北村泰一 (同志社大工)

この観測は上層において超低周波磁波を直接観測し、地上観測を相補なって磁気圏における電磁流体波の共鳴機構、伝達機構等を明らかにし、また電離層の遮蔽効果の測定をも行なうことを目的としている。

本年1月および3月に行なわれた観測については、大体の結果を既に報告したが、ロケットのスビンの影響を取り除くような解析方法により更に精度の高い結果を得たので報告する。

ロケットのスビン周期を同時記録された標準周波により正確に知り、スビン一周期にわたる平均磁場を読み取ることにより、 $0.2\%$ の精度を得ることが出来た。

しかし折悪しく地磁気は静穏であって磁波らしいものは未だ確認されていない。

今回はこれらの結果をまとめて報告する。

#### 4.5. 超低周波音波の測定装置について (II)

竹屋芳夫・奥本隆昭・鶴林一夫 (大阪市大工)

超低周波音波の測定装置に関する構成については、前講演で述べた通りであるが、ここではとくに、その検出部について次のことを検討したので、これを報告する。

##### (1) 音響的空洞容器の周波数特性の改良

容器の寸法を大きくすることなしに数 $C/S$  ~ 約百分の1 $C/S$ の周波数範囲において、マイクロホン素子前面での気体の体積速度を適当に選ぶこと。

##### (2) マイクロホン素子の検討

熱線マイクロホン、コンデンサ・マイクロホンおよびソリオンマイクロホンについての検討。

## 4.6. データ処理の一方法について (極超低周波音波の測定)

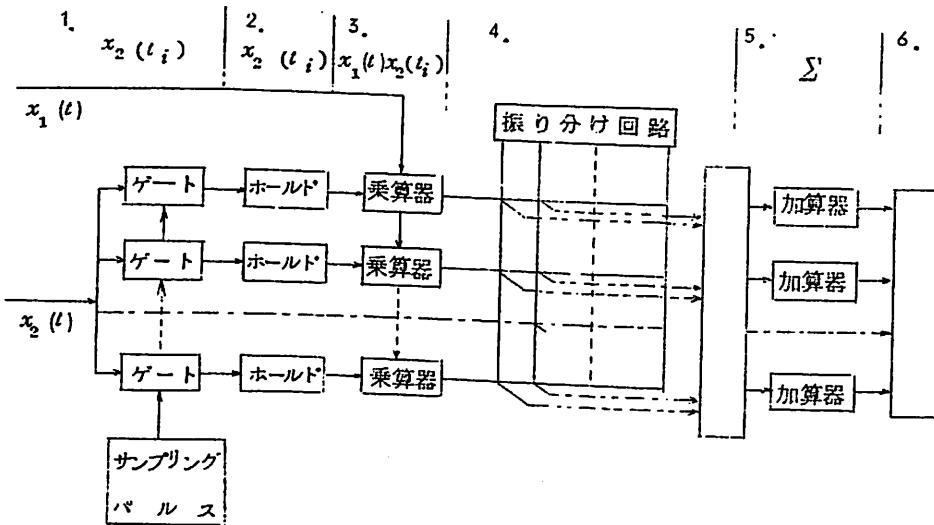
竹屋芳夫・奥本隆昭・林好文 (大阪市大工)

$S/N$  の悪い、時間差のある2ケの同型の信号波について信号を認知し、同時にその時間差を讀取るようなデータ処理の一方法について開発したのでその概略について述べる。

本装置は従来の相関器と異なり2つの信号 $x_1(t)$ 、 $x_2(t)$ の相関関数

$$\phi(\tau) = \frac{1}{T} \int_0^T x_1(t)x_2(t+\tau) dt$$

に対して $\tau$ を変化し $\phi(\tau)$ の最大になる点、すなわち $x_1$ 、 $x_2$ の時間差を見出そうとするものである。



本装置のブロックダイアグラムを上図に示す。各ブロックは

1.  $x_2(t_i)$
2. ホールド $x_2(t_i + n \Delta \tau)$
3.  $x_1(t)x_2(t_i + n \Delta \tau)$
4.  $n$ 番のチャンネルに3.の信号を振り分ける。
5.  $\sum_i x_1(t)x_2(t_i + n \Delta \tau)$   $n$ :チャンネル番号
6. 記録

なお本装置は磁気嵐に伴う極超低周波数の圧力波の観測に際して、そのデータ処理に用いることを



目的とするものである。

#### 47. IGY-IGCにおける宇宙線日変化極大時刻の変動について(Ⅲ)

伊関静子・石田喜雄(福島医大)

菅野常吉(福島大学芸)

#### 48. 宇宙線嵐における宇宙線日変化のRIGIDITY DEPENDENCE

上野裕幸(名大理)

これは、宇宙線嵐の各発達段階に於て、宇宙線の Anisotropy の Rigidity Spectrum を求めようとするものである。

1. 山及地上で観測された Neutron 強度 (~30 Stations) を Spherical Harmonics の方法で計算し、等方的及非等方的成分々の latitude dependence を 2 時間毎に出す。実際の計算は、 $P_0^0$ ,  $P_2^0$ ,  $R_4^0$  及  $P_1^1$ ,  $P_3^1$  の 7 個の係数を決めた。これ以上の Higher term を求めることは Station の数及其分布を考えると不可能である。この方法による観測値の整理は、図でみられる様に、かなりうまくゆくが非等方的成分については 2 時間値では分散が大きいため移動平均

をとる。

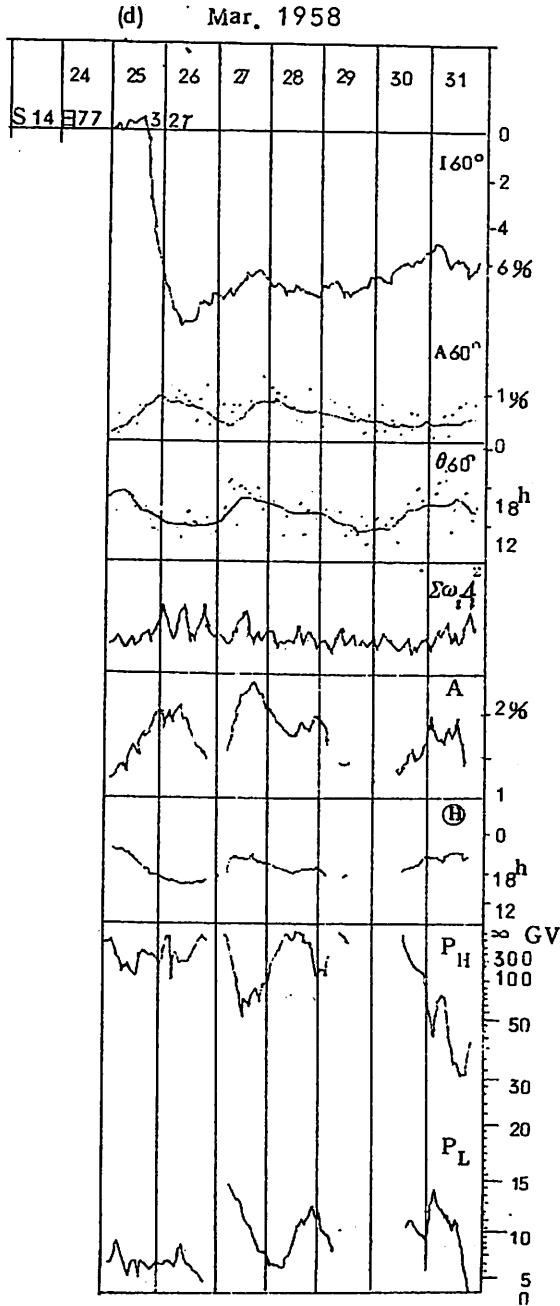
2. 地球磁場外で Single Anisotropy を考え、その変化スペクトルを次のパラメーターで決める。(m, P<sub>L</sub>, P<sub>H</sub>)

$$\frac{\Delta J}{J} = \begin{cases} 0 & P < P_L \\ AP^{-m} & P_L \leq P \leq P_H \\ 0 & P \geq P_H \end{cases}$$

このパラメーターの組合せから決まる変化スペクトルから期待される地球上での日変化の大きさを各 Stations (~37 Stations) で計算する。更に、これらの日変化について、観測値を整理したのと同じ係数からなる Spherical Harmonics の方法で計算し、種々の日変化の latitude dependence curves を求めておく。

3. 日変化の観測値と理論値とを比較することにより、Anisotropy の大きさ、方向、m, P<sub>L</sub>, P<sub>H</sub> 及其の時間的变化を求めることが出来る。

図は、その1例を示したもので I<sub>60°</sub> は地磁気緯度 60° における Isotropic 強度。A<sub>60°</sub>, θ<sub>60°</sub> は 60° における Anisotropy の Amplitude と phase で、point は 2 時間値、line は 18 時間の移動平均値である。Σω<sub>i</sub>A<sub>i</sub><sup>2</sup> は Spherical Harmonics による残差の平方和、



A,  $\Theta$ ,  $P_H$ ,  $P_L$  は Anisotropy の大きさ及方向, 変化スペクトルのパラメーターで但  $m=0$  としている。空所は観測値が, これらのパラメーターであらわずことの出来ないところで, 日変化が小さいか又は理論的計算で仮定した Single Anisotropy がよくない, かである。

### 4.9. 宇宙線日変化

森覚・上野裕幸・長島一男 (名古屋)

地上 (或は山上) で観測される宇宙線強度特に中間子強度に対しては「気圧効果」のみならず「大気気温効果」の補正を必要とする。従って「気温効果」は今迄多く研究されているが, それらの結果には可成りの差異があり, 明確な結論に到っていない。我々は今迄に提出された方法とは若干異った方法で「大気気温効果」を求めることを試みた。すなわち, 「中性子強度」の日変化から求めた「変化スペクトル」を用いて期待される中間子強度日変化を計算する。次にこの期待値と観測される中間子成分の日変化の差を「大気気温効果」と見做す試みである。この方法では次の二つの点が仮定されている。

(1) 「日変化スペクトル」を求める際, 日変化を起す ANISOTROPY は一方向のみを仮定している。

(2) 期待値と観測値の差をすべて「大気気温効果」と見做している。

[A] 日変化スペクトル

日変化スペクトルを次の形に仮定し,

$$\Delta J/J = \begin{cases} 0 & P < P_L \\ KP^{-m} & P_L < P < P_H \\ 0 & P > P_H \end{cases}$$

パラメーター  $m$ ,  $P_L$  及び  $P_H$  のいくつかの組合せで期待値を求め, 期待値と観測値 (IGYデータ) との "BEST FIT" で, 上のパラメーターを決めた。得られた結

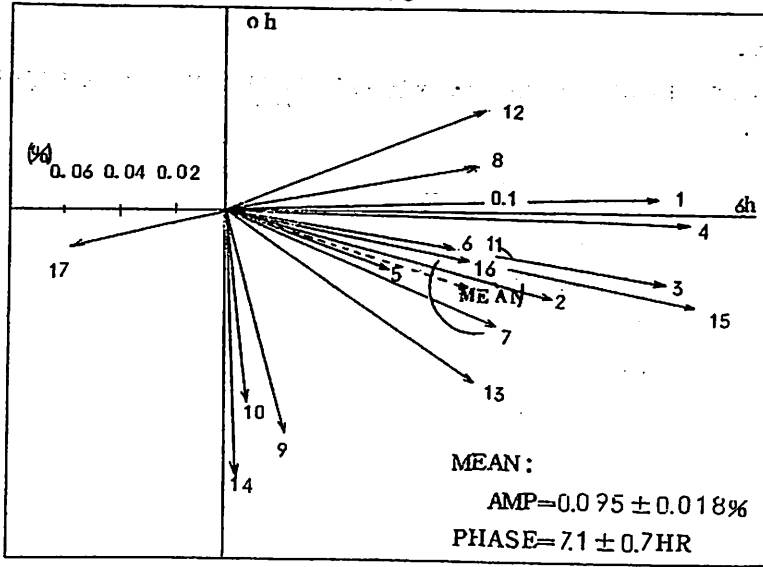


FIG. I

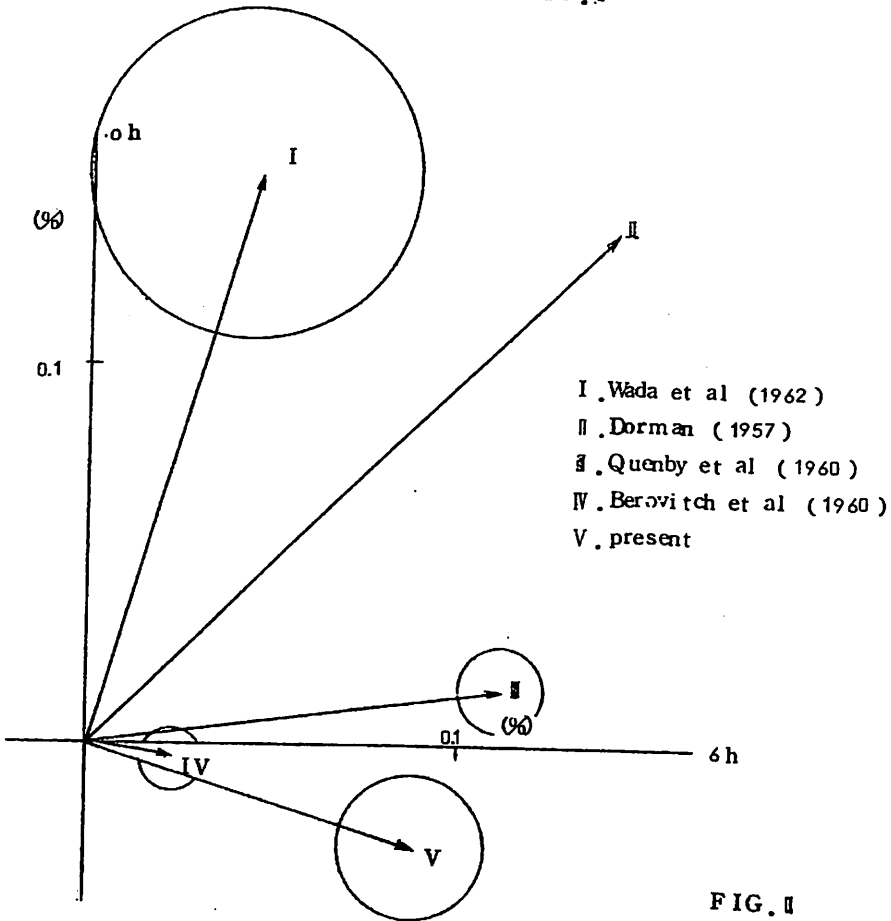


FIG. II

果は、

$m=0$  ,  $P_L=0\text{Gev}$  ,  $P_H=\infty\text{Gev}$  及び ANISOTROPY の方向は 17.0HRLT で

ある。

(B) 中間子強度に対する大気気温効果上で求めたスペクトルを用い、期待値と観測値の差から求めた「気温 VECTOR」を FIG. II に示した。平均的に

$\text{AMP}=0.095\%$  ,  $\text{PHASE}=7.1\text{HRLT}$

である。FIG. II は今まで得られた諸結果との比較を示す。

上述の結果に対する議論について述べる。

## 50. 宇宙線日変化の周期性

小玉正弘(理研)

太陽活動極小期に近い頃(1962-64)における、宇宙線日変化の周期的変動についての統計的研究、Deep River の高精度宇宙線計によるデータは、日変化の変動を day-to-day に追跡することが可能なので、その周期的変化を調べた。結果は所謂 27 日周期よりも、むしろ短い周期——例えば、5.5 日或いは 13 日——が顕著であり、而もその周期性が時間的に消長することを示す。このような変動は、一次宇宙線の方向性の変動を反映していると思われるので、これに関連した他の現象とのつながりなどが更に調べられる。

尚、この仕事の大部分は Deep River Lab で行われた。

## 5.1. 宇宙線日変化の永年変化

北村正亟・太田恒三和子 (気象研)

さきに、IGY期間中の全世界の宇宙線中性子成分の資料より地上及び山上における宇宙線日変化最大時刻 (Tmax) の緯度効果を求め、それにより低緯度における Tmax は地上が山上より前進していることを指摘した。

今回は板橋の中間子成分と乗鞍の中性子成分について同様の解析を行った結果、中間子成分の Tmax が中性子成分のそれより前進しており、しかもこの傾向は IGY 期間のみならず、少なくとも 1964 年迄は一貫して維持されていることが明らかになった。

この結果は、さきに IGY 期間中の地上と山上の中性子成分の解析から得られた結果を支持する。

更に興味あることは、太陽黒点の減少に伴い、乗鞍の中性子成分の Tmax は後退する傾向にあるが、板橋の中間子成分のそれは逆に前進の傾向を示していることである。

又、振巾は両方とも太陽黒点の減少とともに減少する傾向を示している。

## 5.2. 宇宙線恒星時変化の一解釈

長島一男・上野裕幸・森覚 (名大理)

A tentative model of the origin of sidereal time variation of cosmic rays is presented to interpret the observations in the low and high energy regions ( $\sim 10^{10}$  and  $\sim 10^{15}$  eV).

Based on this model, a method is discussed for determining the real sidereal time variation by using observations at stations for neutrons and at three stations for

mesons. In the low energy region this method effectively excludes any pseudo-sidereal variation due to the interplanetary modulation and / or the atmospheric effects.

### 53. L-3-1, 2, 3号機による放射線測定

宮崎友喜雄・竹内一・今井喬 (理研)

内側放射線帯の下方空間に存在する放射線の種類とそのエネルギー分布、並びに方向性を観測する目的をもってラムダ3型ロケットに測定装置を搭載し、1964年7月より計3回高度1000km附近までの観測を行った。諸元を下記に示す。

ロケット	日	時間	高度 (km)	GM計数管 (Anton 112)	Cs (Tℓ) 1"φ×1"	16 <sup>ch</sup> PHA
L-3-1	1964.7.11	11.01	1000	GM計数管 (Anton 112)	phoswich	4 <sup>ch</sup> PHA
L-3-2	1965.1.31	14.01	1040	"	"	16 <sup>ch</sup> PHA
L-3-3	1965.3.18	19.07	1100	"	"	

#### 観測結果

GM計数管によるデータは3回共ほぼ同様で、100kmを越えると次第に計数が増加し、1000kmでは100kmの値のほゞ40%増加を示した。500km附近より統計的変動をやや上まわると思われる変動が見られ、これを解明する為次回には大サイズのDetectorを乗せたいと考えている。なお1958年のExplorer 1, 4号で観測された350~1000kmにおける強度の増加は今回の測定では見出されなかった。これは太陽活動の変化に起因するものではないかと考えられる。シンチレーションカウンター系による観測はL-3-1においてはCsI (Tℓ) 単結晶を使用し、後の2機はCsI (Tℓ) 結晶の上をプラスチックシンチレータでおおった phoswich type とした。L-3-1においてはCsI (Tℓ) 中で失われるγ線のエネルギーがそれぞれ>35KeV, >280KeV, 560KeV になる様な場合を調べてみると、低エネルギーほど計数率の変動が著しく、これは放射線の分布

が非等方性であると考えられる。L-3-2, 3においては測定装置はほぼ同様であるが、L-3-2では $>35\text{ KeV}$ ,  $50\text{ KeV}$ ,  $>105\text{ KeV}$ ,  $510\text{ KeV}$ にエネルギーレベルをセットした Integral Discriminator を用い、L-3-3においては $>20\text{ KeV}$ ,  $>40\text{ KeV}$ の外に $40\sim 450\text{ KeV}$ の間を $15^{\text{ch}}$ のPHAを用いて測定した。なお両者共、phoswichによって選ばれた荷電粒子を同時に計数している。(electron,  $\geq$  数 $100\text{ KeV}$ )

結果は $\geq 100\text{ KeV}$ では計数に大きな高度変化は見られず $100\text{ km}$ 附近の値に対して $\leq 10\%$ の増加に止まったが、 $\geq 52\text{ KeV}$ の計数は、 $\sim 70\%$ の増加を示し、低エネルギーほど高度に対する増加率が著しいことがL-3-3の $\geq 20\text{ KeV}$ ,  $\geq 40\text{ KeV}$ の計数によってもうかがわれた。ただL-3-3においては $6\sim 70\text{ km}$ 附近で突然計数率が低下しており、この原因がInstrumentalなものかDetector指向性によるものかを検討中である。又荷電粒子と考えられるものの計数率はなお著しい高度変化を示し、 $\sim 150\text{ km}$ の値に対し、 $1000\text{ km}$ 附近ではほぼ6倍の値となっている。

尚以上の結果と、同時に測定された他の測定器の結果と合せ解析した結果を発表する予定である。

#### 5.4. PCAの南限界から推定した calm day の cosmic ray rigidity と geomagnetic cut off latitude の関係

羽 倉 幸 雄 (電波研)

PCAの初期過程は三段階に分けることができ、その第3段階では太陽宇宙線の $\alpha$ -particleが重要な役割を占めていることは前回のべた。

$\alpha$ 粒子の rigidity spectrum が既知な場合、Model atmosphere を仮定すればPCAに関与する最大 rigidity が求まり、これがPCAの南限界を与えるはずである。言を換えるなら、この



方法で高緯度地方の rigidity vs. latitude が求められるわけで、これは中緯度におけるベ  
ルーンによる測定値とつなぐことができる。

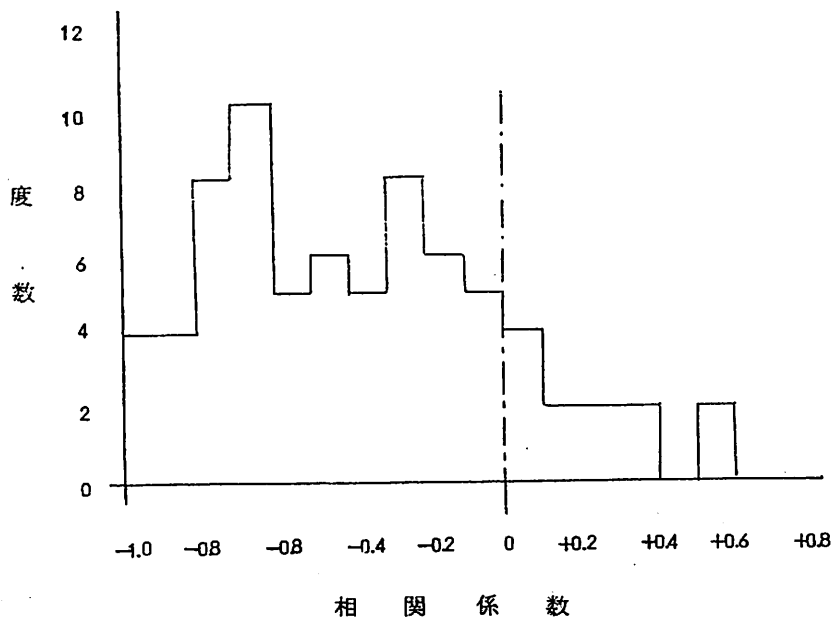
このようにして得られた rigidity vs. latitude relation は地磁気 calm day における荷電  
粒子侵入理論に一つの test material を提供するものである。

## 55. Forbush decrease と地磁気擾乱

池上比呂志・大島良三・須田友重・若田部豊子 (気象研)

宇宙線強度と地磁気擾乱 (例えば  $K_p$ ) との間の相関は、11年、27日週期ではよい事がみと  
められている。

I. G. Y. 以後の Resolute の N 成分を用いて Forbush Decrease について、 $\sum K_p$  との相関を求



めてみた。これを基にして、Forbush Decrease を解析した結果を報告する。







### 56. Beating type の Pc3 について (2)

加藤愛雄・田中稔 (東北大理)

Beating type の Pc3 について前回に続き更に統計的に調べたことを御報告致します。

前回は、frequency-time envelope の関係を 27 例であったが、今回更に 143 例を調べた。

その内容は

	逆相関的なるもの	45.5%
	直線的	15.4%
	相関的	5.6%
	falling tone	7.7%
	rising tone	14.0%
	at random	10.5%

であることがわかり、この関係について理論的に近いと思われるものは Hydromagnetic - Radiation.... (1965, T. Tamao) である。又更に 240 例中 Amp. - Spacing time, Amp. - Periods の関係について調べた結果

- Spacing time の平均は ~160 秒で Amp. は ~6<sup>T</sup> である。
- periods は 15.6 秒が最も回数は多かった。
- Amp. - Spacing time は K index (at Kakioka) が増加すると Amp. は大きくなり、Spacing time は短くなる傾向がある。
- Amp. - periods は K-index が増加すると Amp. も大きくなり、periods も減少する傾向がみられる。

以上これらの事より, Beating type Pc3 は line of force に沿う Mirroring motion による h.m. radiation とすれば K-index が増加するにつれて Spacing time が短くなり, その後の periods も短くなったことより, Magneto sphere が小さくなることがわかる。

## 57. Sc に於ける VLF chorus と ULF の増強

両角昌清(東大理)

We report a sudden enhancement of VLF chorus and ULF at the time of SCs. Such an enhancement of the VLF chorus and ULF was observed in high latitude on the day side of the earth, when the magnetosphere is suddenly compressed by the enhanced solar wind causing the SC. We suggest that the transvers-resonance plasma instability as a mechanism for the VLF chorus generation and the subsequent precipitation of particles. Observations of VLF chorus in the night side suggest an existence of a similar mechanism after the breakup of aurora.

## 58. VLF 解析用 real time spectrum analyzer の試作

小口高・国分征・鶴田浩一郎(東大理)

## 59. Ionospheric Emission の解析

徳田 八郎 衛 (京大理)

## 60. IQSY の外気圏電子密度

徳田 八郎 衛 (京大理)

## 61. ELF 電磁場の観測 (1)

小川俊雄・安原通博・前川 一郎・田中良和・飯博行 (京大理)

## 62. E L F 電 磁 場 の 観 測 (1)

安原通博・小川俊雄・山下喜弘・三浦輝夫・井上隆義 (京大理)

## 63. E L F 帯 空 電 の S E A 現 象 (2)

佐尾和夫・山下享子・神藤英彦 (名大空電研)

E L F 帯 空 電 の 研 究 を 本 格 的 に 行 な う た め に , 1964 年 4 月 より 鳥 取 大 学 砂 丘 研 究 所 で Slow tail 帯 から Schumann 共 振 周 波 数 帯 に かけ 600 c/s , 260 c/s , 100 c/s , 30 c/s , 9 c/s の 空 電 の 積 分 電 界 強 度 の ルーチン 観 測 を 行 っ て い る 。

さて , 太 陽 面 上 に お い て , 太 陽 フレア が 生 じ た 時 , 電 離 層 に お い て は 突 発 性 電 離 層 擾 乱 (Sudden Ionospheric Disturbance, 略 して S I D と い う ) が 起 る 。 こ の S I D は , 地 球 と 電 離 層 で 形 成 さ れ る 導 波 管 を せ ば め , そ の 上 電 離 層 の 実 効 的 な 導 電 率 を 変 化 さ せ て , 電 波 の 伝 ば ん に 対 して 種 々 の 異 常 現 象 を ひ き 起 さ せ る 原 因 と な る 。 こ の 異 常 現 象 の う ち , 空 電 の 電 界 強 度 に 着 目 し , そ の 急 激 な 増 加 を さ して S E A (Sudden Enhancements of Atmospherics) と 呼 ん で い る が , す で に V L F 帯 空 電 の S E A 現 象 に つ い て は 多 く の 人 に よ り 研 究 さ れ て い る 。

E L F 帯 空 電 も 地 球 と 電 離 層 の 間 を 伝 ば ん す る の で あ る か ら , 太 陽 が 再 び 活 発 に な る と 共 に S E A 現 象 が 期 待 さ れ る は ず で あ る 。

V L F 帯 空 電 の S E A 現 象 の デー タ か ら 対 応 を と っ て E L F 帯 空 電 の S E A 現 象 を 調 べ た 所 , 本 年 5 月 に 始 め て 4 例 得 ら れ た 。

## 64. レーダーによる雷観測

竹内利雄 (名大空電研)

## 65. 地表附近における大気の電離

川野実・池辺幸正・中島敬行 (名大工)

空中電気現象を解釈する上で最も基本的な過程が大気の電離平衡であることは云うまでもない。非平衡状態の下で起ると考えられる現象は、ごく限られた特殊なもののみである。

このように重要な意義を持つにも拘わらず、それに関係する要素が複雑であるのみならず、それぞれの要素の測定が、かなり困難なものも少なくないという理由もあって電離平衡過程に関与する多くの要素を同時に測定したものは殆んどないと云ってもよい。

本研究室に於ては電離平衡に関与すると考えられる各種電離作用に因るイオン対生成率、イオンを消滅させる最も大きな原因となる凝結核濃度、及び小イオン濃度を同時に測定した。ここでは先ず、地表附近、大気中におけるイオン対生成率を各電離作用ごとに測定した結果を報告する。

次の表に示すように地上1mの高さでは地表からの $\beta$ 線による分が最も多く、次いで $\gamma$ 線による分であり、大気中に浮遊する放射性物質からの $\alpha$ 線による分は割合に少ない。注意を惹くことは草地と裸地とでは $\beta$ 線によるイオン対生成率にかなり大きな差がある。その境界線は非常に、はっきりしていて草の本体に原因のあることは確かである。放射性核種同定の結果、これは核爆発による放射能が蓄積されたものと考えて差支ない。50 KeV以下のエネルギーを持つ $\beta$ 、 $\gamma$ 線によるイオン対生成率については従来、各研究者によって用いられて来た測定器では完全に脱落する部分である。従って、この部分によるイオン対生成率を測定したのは本結果が初めてである。表に見るように地表からの距離によって大きく違っている。この電離作用は地表面のごく

近傍の現象を考える時に重要な意味を持つであろう。

The Results of Measurements of the Back Ground Radiations in Several Stations

Stations	Surface Conditions	beta-radiation J	gamma-radiation J
Yagoto, Nagoya	grass	<u>15</u>	55
Gifu City	grass	<u>16</u>	70
Toki, Gifu	soil	70	81
Mt. Norikura			
Pt. 1	grass	<u>21</u>	91
2	soil	86	12
3	grass	<u>16</u>	93
4	grass	<u>22</u>	12
5	lava	92	37
6	soil	90	93
7	moss	22	92
8	soil	87	81
9	grass	<u>20</u>	87
10	grass	<u>13</u>	93
Nagoya Univ.			
Pt. 1	soil	70	50
2	grass	<u>19.0</u>	50
3	grass	<u>19.0</u>	55
4	grass	<u>17.0</u>	58
5	soil	6.0	50
6	soil	10.0	55
7	soil	6.5	55

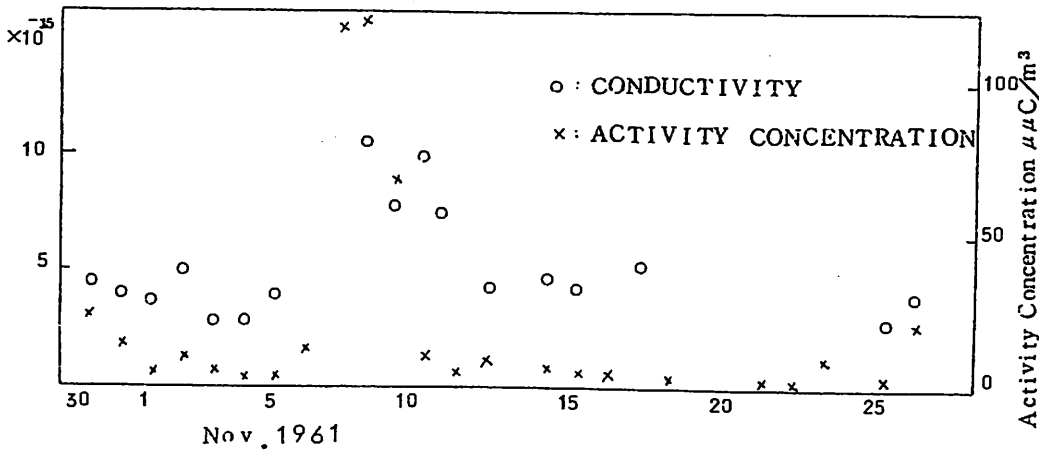
Ionizations by the Radiations below 50 KeV.

Height Conditions	5cm	50cm	100cm
moss	0.48 (J)	0.32 (J)	0.27 (J)
soil	0.17	0.15	0.14

## 6.6. 放射性降下物の大気電気伝導度への影響

藤田晃（大阪放中研）小川俊雄（京大理）

核実験に由来する放射性降下物による大気電気伝導度、電位傾度等への影響について既にいくつかの研究がある。実験場付近においては急激な影響が現われることが知られているが、遠隔の地においては一時的な影響は殆んど現れず、長期間にわたる統計的な影響が現れることが知られている。わが国においても柿岡における近年の経年変化が放射性降下物の蓄積によるものであることが明らかにされた。1961年秋にソ連において50 Mt級の超大型核実験が行なわれ、わが国にも多量の放射性降下物をもたらし、京都における電気伝導度の観測にわずかではあるが一時的な影響が現れた。11月7日、8日における空気中の人工放射能濃度は $120 \mu\text{C}/\text{m}^3$ に達した。これは大気中の自然放射能濃度と同程度のものである。一方大気の電気伝導度は8日から10日にかけて日平均値において通常の日約2倍になった。1962年8月10日に放射能濃度



が $76 \mu\text{C}/\text{m}^3$ に達したが、この日は電気伝導度への影響は殆んど見られなかった。1961年11月に較べて核爆発の規模が小さく空中放射能高濃度の継続時間も短かったためと考えられる。電気伝導度への影響は空中浮遊放射能によるものよりも主として地表面に蓄積された放射能による電離度の増大が効果的であることが計算の結果明らかになった。放射性降下物は殆んど雨によって落とされて来るが、雨水による地中への滲透や流失を考慮すれば、dry falloutとして地面に降下したものが地表面附近の空気の電離に最も有効に働き、電気伝導度への影響が大きいものと考えられる。



67. 電離層内のプラズマ波—Longitudinal  
magnetic field(II)

荒木 徹 (京大理)

68. 電磁流体振動に対する音等方性電離  
層の効果

加藤愛雄・佐藤佳明 (東北大理)

69. Exosphere に於ける thermal  
electrons の分布

上山弘・高木秀男 (東北理大)

## 70. Magnetospheric Tail に於ける不安定性とオーロラ粒子

桜井 邦 朋 (京大工)

最近, 地球の Magnetosphere の夜側の構造が詳しく知られるようになった。夜側に形成された Magnetic な Neutral Layer における不安定性と粒子加速について定性的に考察する。

Neutral Layer をはさんで両側の磁場は互いに逆向きであるため, Tail Current  $J_{tail}$  が存在するが, この Current と磁場の相互作用は, 有限伝導度が考慮される場合には不安定の発達が結論される。発達のモードには, 一般的に三つの場合の存在が証明されているが, Magnetic Tail で存在すると考えられるのは, Tearing Mode である。

地球磁力線は太陽風により引張られて変形しているため不安定性の発達に伴って磁力線が切れると変形により蓄えているポテンシャル・エネルギーを一挙に放出し, 磁力線は元の形に戻ろうとする。このようなことは夜側では屢々太陽風の変動に伴い起るであろう。

ポテンシャル・エネルギーは磁力線に trap されている粒子に transfer され, これが加速の原因となる。オーロラ粒子の形成はこのエネルギーの放出に由来すると思われる。

## 71. Hydromagnetic Boundary Wave と PC5, ssc 及び si

加藤愛雄・武井恵雄・内海健 (東北大理)

従来 PC5 は magnetosphere の torsional oscillation によるものとされてきたが, HM-wave の伝播によるものとされてきたが, HM-wave の伝播の立場からすると考えにくい事である。torsional oscillation theory は, torsional mode が他のもう一つの mode (poloidal mode) と分離出来て独立に伝播出来るという事に依存しているがそれは場が非常に特定の条件になけれ

ばならない。今球座標を用いると場は

$$B = (0, 0, B_\varphi) \quad E = (E_r, E_\theta, 0) \dots\dots\dots(1)$$

なる偏波を持ち、系は

$$\partial/\partial\varphi = 0 \dots\dots\dots(2)$$

でなければならない。系が(1), (2)の条件からずれる時には、場はもはや二つの mode に分離して論じる事は出来ず、HM-wave 本来の modified transverse mode (MT-field) と direct transverse mode (DT-field) なる記述によらなければならない\*。そして MT-field は磁力線に沿った伝播を示さない。又仮に(1), (2)の条件が最初に満されていたと考えても固有振動を許す為には電離層で反射しなければならないが、高緯度の電離層では  $\sigma_1 \sim \sigma_2$  であるから(1)のような偏波の波が入射したとしても反射波は既に別の偏波を持つ事になる。従って我々は torsional oscillation なる考えを捨てなければならないが、その場合 PC5 が観測される範囲 — 数学の言葉を借りると「台」(その上では場が零でないような集合) — は非常に狭くて ( $\Delta\lambda \leq 5^\circ$ ,  $\Delta\phi \leq 70^\circ$ ,  $\Delta t \leq 30\text{min}$ ) 波長を考えるとこれを HM-wave の指向性 (地球磁場の形状による集中等) に帰着させてしまう事は到底不可能である。さらに又 PC5 はその時々に応じてある緯度から下だけに現れ、振巾は緯度の低下に応じて規則的に減少するが位相は殆んど変わらないという事をも考えあわせるところに boundary wave の存在を示唆出来ると思われる。

ここで言う boundary wave とは magnetosphere の中に Alfvén wave 速度が不連続となるような幾つかの層 (magnetic shell) を考えて波動方程式を積分する際にその積分核の pole から出てくるものをさし、いろいろの位相速度を持って、不連続面内を伝播し (通常磁力線方向)、不

\* 今円座標  $(r, \varphi, z)$  をとり source function を

$$G(\rho, \theta, \xi, t) = g(\rho, \theta) \delta(\xi) f(t)$$

ととるとき vector potential  $A$  ( $E = -\frac{\partial A}{\partial t}$ ,  $B = \nabla \times A$ ) について MT-field, DT-field は各々

$$A = - \left\{ \frac{B_0}{4\pi V_A} \iint \text{div}_\perp g(\rho, \theta) \frac{\phi(t - \frac{R}{V_A})}{\tilde{\omega}^2} \tilde{\omega} \begin{pmatrix} r, \varphi \\ \Delta_\perp \end{pmatrix} \tilde{\omega} \rho d\rho d\theta \right\} \times e_z$$

$$A = \frac{B_0}{2V_A} [g(\rho, \theta) \times e_z] \phi(t - \frac{|z|}{V_A})$$

と表される。ここに  $\phi(t) = \int f(\tau) d\tau$ ,  $\omega = \sqrt{r^2 - 2r\rho \cos(\varphi - \theta) + \rho^2}$

$R = \sqrt{\tilde{\omega}^2 + z^2}$  で  $e_z$  は方向の単位ベクトルである。

連続面から離れるにつれて振巾が急激に減少するような波を言う。その不連続面は物理的に考えて磁力線がつくる magnetic shell に沿って造られると考えられるが、今回は真直な磁力線を持ち各々は一様な Alfre'n 速度を持つ二層からなる簡単な系について Boundary waves の存在と性質とを論じる。この Boundary wave と PC5 との関係は不連続面の出現しうる preferable な時間、稜度がある事、その存在しうる寿命、その存在する巾（経度的な広がり）は PC5 の morphological な性質を説明しうると考えられる事、及び Boundary wave の性質（走時、減衰）は観測される PC5 の個々の性質を説明しうる事、にある。

更にここで不連続面の存在とそれによる boundary wave の存在を言うなら、これは PC5 のみならず、他の HM-wave による現象、例えば ssc や si にも responsible でなければならぬ。そこで、我々は ssc や si についてそれに伴う pulsative な変化についても case study を行い、期待されるような現象がある事を示した。今迄に ssc や si については既に優れた morphological study がなされ、これらの現象には PC5 の性質と良く似た性質がある事が示されているが、ここに提出する不連続面の存在とそこに於ける boundary wave の存在とは、これらいくつかの現象に共通する性質を統一的に理解する事が出来ると考えている。

## 7.2. 惑星空間及磁気圏尾部の磁場の急変化 に伴った地磁気脈動

加藤 愛雄 (東北大理)

### 7.3. ssc, si の原因となる Solar Wind の乱れ

西田 篤 弘 (東大理)

IMP-1 の観測結果によれば, Solar Wind 中には数多くの inhomogeneity が存在する。これらの inhomogeneity に伴う momentum flux の変化は, 地磁気変動 (ssc, si) の原因となっている。そこで, IMP-1 の磁場資料と, 地磁気から得られる運動量束に関する情報を併用して, inhomogeneity の性質, 原因を見出し, ssc, si の原因をさぐる事を試みた。

その結果, inhomogeneity には, いくつかの種類がある事が判った。その一つは接触不連続面と考えられるもので, wind の磁場の減少に, 密度  $N$  の増加が伴っているこのケースは, "sector" の境界に現われる事がある。即ち, 磁場方向の逆転する位置には磁場が弱く, 密度の高い領域があり, 丁度 total pressure の homogeneity が保たれているらしい。この場合の地磁気変動は, 通常 ssc, si と呼ばれているものよりも rise time が長く, 大きさも小さい。また, この境界附近の流れは, 不安定ではないようである。第二の場合は,  $F$  の増加 (又は減少) と  $N$  の増加 (又は減少) が伴うもので, これは Compressional mode の磁気流体波と考えられる。

第三の場合は, 二つの sector の間に supersonic な速度差があるときに, 境界に現れる inhomogeneity である。sector の境界は sharp でなく, 後続の sector の磁場の極性を示す部分と, 先行の sector の極性を示す部分とが, 二, 三度交互に現れている。個々の部分の長さは  $0.01 A_U$  程度である。二つの collisionless な plasma bodies が衝突する時, それらの中の磁場の方向が十分に平行又は反平行なら, plasma bodies はいくつかの cell に別れて, 混合しあうのではないかと思われる。この場合には, 後続の sector の plasma はピストンの役割を果せず, 衝撃波は形成されないらしい。

## 74. Sc の大きさと Kp の関係

並川富一・西田照一 (大阪市大理)

## 75. 電磁流体輻射の Excitation Mechanism について

加藤愛雄・樋口喜啓 (東北大理)

Magneto - Active Plasma 中を伝播する HM-wave に対する Ray Refractive Index  $\mu_1(\theta)$ ,  
 ii) ( $V_A \gg U$ ) と  $\mu_2(\theta, \omega)$  ( $U \gg V_A$ ) とを用いて次のそれぞれの場合について  
 emitted される HM-wave の freq と Charged Particle の Velocity の関係を調べてみた。

(i) Cerenkov - Excitation の場合

$$V_A > U$$

$$V_A^v > \frac{1}{\cos \theta} \left[ 1 - \frac{\sin^2 \theta}{2} \mp \left( \frac{\sin^4 \theta}{4} + \frac{\omega^2}{\omega_{ci}^2} \cos^2 \theta \right)^{1/2} \right]^{1/2}$$

$$U > V_A$$

$$V_A^v = \frac{1}{\cos \theta} \left[ 1 - \sin^2 \theta \mp \frac{\omega}{\omega_{ci}} \cos \theta \right]^{1/2}$$

(ii) Cyclotron-Excitation の場合

$$V_A > U$$

$$V_A^v = \left( 1 + \frac{\omega_{ci}}{\omega} \right) \frac{1}{\cos \theta} \left[ 1 - \frac{\sin^2 \theta}{2} \mp \left( \frac{\sin^4 \theta}{4} + \frac{\omega^2}{\omega_{ci}^2} \cos^2 \theta \right)^{1/2} \right]^{1/2}$$

$$U > V_A$$

$$V_A^v = \left( 1 + \frac{\omega_{ci}}{\omega} \right) \frac{1}{\cos \theta} \left[ 1 - \sin^2 \theta \mp \frac{\omega}{\omega_{ci}} \cos \theta \right]^{1/2}$$

## 76. 太陽風の変動に依る地球磁気圏内の有限振巾電磁流体波の構造

玉尾 孜・奥沢隆志(東大宇研)

太陽風と地球磁場の相互作用に就いては有名な Ferraro の一次元モデル (JGR, 57, 1952) があるが、これは Cavity 形成のモデルであって太陽風の変動に依る磁気圏内の擾乱に関しては何も述べられていない。Chapman-Ferraro のモデルは磁気圏内のプラズマの存在を無視した為に Cavity 面の運動に依る有限速度の波の発生は考慮されず、従って Cavity 面の運動に依る磁場の圧縮状態は瞬間的に全 Cavity 内に拡がるという準定常的なモデルであった。プラズマの粘性を考慮すれば Cavity 面の運動速度はもっと著しく減少する筈である。我々は磁気圏境界面の運動に依る電磁流体波の発生を一次元の非定常ピストン問題として取扱う。この結果として磁気圏内の電磁流体波の時間的・空間的構造を知ることは、地上で観測される数分程度の磁気嵐急始部の上昇時間を決める因子を探る事、及び高緯度地帯の地磁気変動が赤道面附近の有限振巾電磁流体波から発生した磁力線に沿うアルフヴェーン波と考える場合、その緯度並びに時間的分布を解釈する手掛りを与える事になると考えられる。

## 77. 地磁気嵐と IV 型アウトバーストとの関係について

高橋 八郎・矢作直弘・千葉敏躬(岩手大学)

## 78. 太陽面上の活動領域と惑星間磁場

桜井 邦 朋 (京大工)

Solar Protons 発生を伴う大きな太陽フレアの発生する領域は太陽面上の極く限られた狭い経度域に集中している。この領域は安定で非常に長時間に亘って存続しており、太陽活動下降期 (1959--1963) においては、太陽面上に二ヶ所存在していた。これら活動領域は、いわゆる Bright Corona (G6, Ca-plage) の領域から外れていて、これに  $50^{\circ}$  ~  $60^{\circ}$  経度にして先行している。

経度に関するこのような系統的なズレは、太陽面上の活動域における磁場の配位と惑星間空間におけるそれとの関連に手掛りを与える。上記二つの活動域は太陽活動極小期まで存続して、いわゆる "UM" 領域に変わって行くものと考えられる。Bright Corona の成因は UM 領域からの磁力線の太陽面上へ戻る部分と、でて行く部分との重なり合いによる Neutralization による不安定に基く擾乱から輝くことにあると思われる。太陽面上には二つの活動域 (UMR) と二つの Bright-Region で区分される四つの Sector が形成され、これが、磁気極性からみて交互に +, - と並んでいて、+ の領域が UM 領域に同定される。この四つの Sector は惑星間磁場について発見された四つの Sector に対応すると考えられる。

## 79. 人工衛星による太陽 X 線のリアルタイムテレメータ

前田 憲一・大林 辰蔵・鷹尾 和照 (京大工)

われわれは先に人工衛星追尾用 アンテナアレイ を設計したが、(1) 昭和 38, 39 年度の文部省科学研究費を得て試作にかかり完成したので、これを利用して人工衛星のテレメータ信号を受



信し始めた。このアンテナの諸元を第1表に示す。

対象としたのは、アメリカ海軍研究所(NRL)のSolar Monitoring Satelliteである。これは Real Time Tele metryを行い、各国で自由に観測できるという数少ない衛星の1つである。(COSPAR 1963年参照)われわれが受信したものは本年3月8日打上げのもので、1965-16Dと名付けられている。0.5~60°AのX線を6つの photometer で測定し、結果をFM/AMでテレメータして来る。

受信システムを第1図に、データ解析までの手順を第2図に示す。得られたデータは、本年9月1日~20日のものである。

衛星の1つの経路について約15分間の受信可能時間中に変動の現われることがあった。推定される太陽X線源の温度は  $2 \times 10^6$  K 附近である。

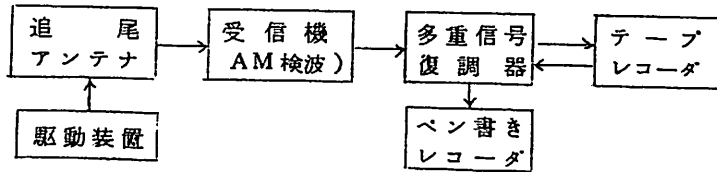
第1表

試作アンテナアレイ

周波数	136 ~ 137 MC/S
素子数	4 × 8
間隔	半波長
利得	約 20 db
追尾速度	1度/秒 以上

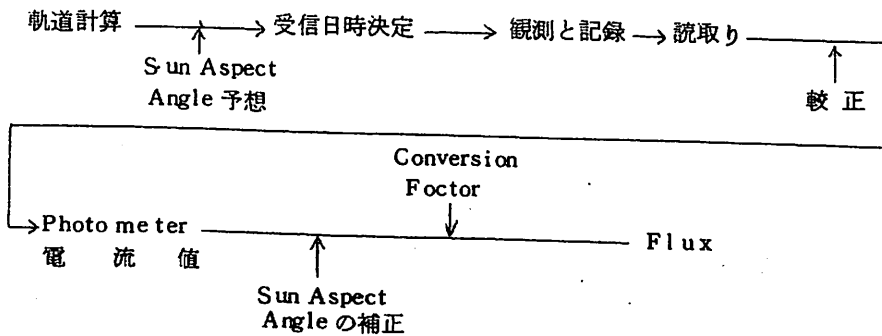
第1図

受信システム



第2図

データ解析手順



## 80. 磁気圏内のエネルギーバランス

大林辰蔵 (京大工)

### 81.

高柳一夫 (東大宇航研)

### 82.

早川幸男 (名大理)

### 8.3 大和堆の海上磁気測量について

松崎 卓一 (水路部)

### 8.4 大島火山の航空磁気測量結果について

加藤 愛雄・高木 章雄・室井 勲 (東北大理)

前学会に於いて大島火山の全磁力の測定結果とその磁気異常の分布について述べた。今回この測定結果を用いてこの火山の磁氣的構造の解析を行った。

既に報告した様に一高度面に於いて得られた磁気マップをみると比較的Simpleな形であるが異なった高度面における磁気マップと対比すれば磁気異常を生じているSourceは仲々複雑である。即ち深さの異なる且複数のSourceの重畳された結果が得られているわけである。更にそのSourceの形等を考えれば素朴なモデルで磁氣的構造を解析する事は危険である。

幸い水路部で行われた3000ftの高度面のデータを加え、総計4つの高度面のFourier解析を行いSourceの深さに対する解析を行った。実際には各高度面の測線10本についてのスペクトラムを求めた。これらの解析結果から大島火山においては少なくとも深さ約4.2km, 1.5km, 0.6~0.8kmの所に磁氣的Sourceを考えねばならないことが分った。以上の結果について報告する。

## 8 5. 阿蘇カルデラ内の局地的磁気異常 (I)

安原通博 (京大理)・太田征次郎 (京大教養)

## 8 6. 円錐形帯磁物体に伴なう磁気異常

力武常次・萩原幸男 (東大露研)

火山上空の航空磁気測量結果の解釈に应用するために、任意の大きさおよび方向の帯磁をもつ円錐形物体に伴なう磁気異常を計算するプログラムを作り、2, 3の例を計算した。

さらに隣接した2個の円錐による磁気異常を調べ、地形の影響により見かけ上magnetic lowがあらわれることを指摘した。

## 8 7. 日本近海の航空磁気測量の結果について

歌代慎吉・近藤 忠・大島 華一 (水路部)

## 8.8. 航空磁気測量 - 関東地方南部の磁気異常

藤田 尚美 (国土地理院)

WMS, UMP の一環として行われた関東地方南部の航空磁気測量の結果について述べる。全磁力測定は、コース間隔 7.5 Km 測定間隔 1.25 Km で行われ、高度は 3,000 m で一部 1,500 m と 2 R の所もある。日変化補正を行い、積度は約  $10^7$  である。現在迄に判明したことは、

館山付近から北西に向って巾 25 Km, 長さ 150 Km 程度の磁気異常 ( $-100^7 \sim 200^7$ ) がみられる。

2. その南側に数 10 Km 離れて正の磁気異常が走っている。
3. それらの領域内に波長 75 Km 程度の磁気異常がみられる。
4. 伊豆半島付近には、波長 25 Km 程度の磁気異常がその波に重っている。

カナダ北西部の航空磁気測量でも波長 25 Km 程度の磁気異常が報告されている。

5. 地質図との相関は高い。

## 8.9. 日本における地磁気 永年変化の異常について

田島 稔・藤田 尚美 (国土地理院)

過去の講演により日本における地磁気永年変化の局部異常地域の存在およびそれらの地域での地震発生との相関が極めて高いことを報告した。

今回は各点での異常量を定量的に求めるため、日本周辺の Normal Isoporic Chart を求め、

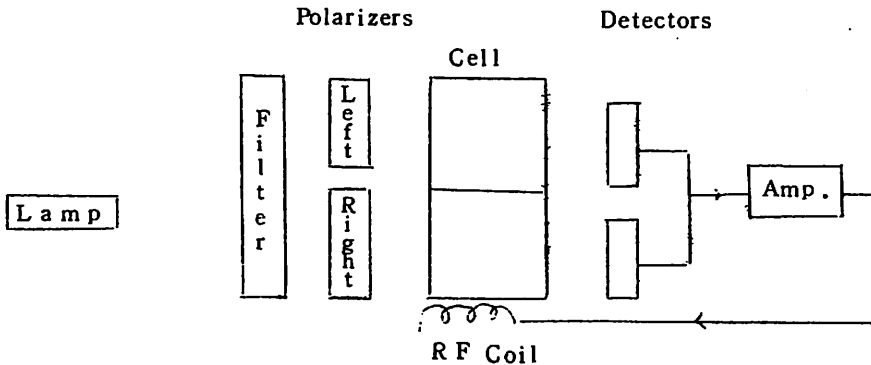
各点での実測値(1955年~1960年の5年間)との差を異常年変化として計算した。これらの異常量を説明する方法として、地殻内でのCurie Point Isothermalの上下変動、磁歪による場合等について考察を試みた。

## 90. オプティカル・ポンピングによる磁力計(VI)

小川 徹 (同志社大工)

前回の報告で対称スペクトル方式を用いて磁力計の方向依存性で減少させ得ることを原理的に示し、基礎的なスペクトルの観測を行ったことを述べた。其後試作を続行し磁力計として動作させることに成功した。

研究室内では磁場変動が大きいため、未だ最終的な結果は得ていないが、試作の結果を報告する。



対称スペクトル方式磁力計

ヘリウムを用いた磁力計についても、以前より研究を進めて来たが、準安定状態の単位のゼーマンスペクトルを観測することに成功した。アルカリ金属蒸気を用いた場合に比べて温度変化等の影響を受け易いと思われるが、方向依存性は少くなる利点がある。

今回はスペクトルの諸性質について報告する。

## 91. 山陰地方における地磁気・ 地電流の観測

宮腰潤一郎（鳥取大学芸）

1959年より現在まで山陰地方の鳥取市およびその周辺において実施している地磁気・地電流の観測によって得られた結果を報告する。

先づ地電流のPolarizationの方向を日変化成分から周期数分程度の範囲について検討したが非常によく一致している。

なお鳥取における記録を利用してMagnetotellorics法による地下電気伝導度の推定を試みた。点のバラツキが相当見られるが、変化周期約14分あたり、深度にして約200kmに明瞭な極大の存在を認めることができる。

## 92. 稚内に於ける地磁気短周期変動の特性

前田力雄（電波研）

1964年4月以降、稚内電波観測所に於いて地磁気変動を観測して来たが、最近1年間に記録された短周期変動（周期が60分以内）を抽出して調べた。主な結果は次の2点である。

I) Parkin son vector は約300 軒離れている女満別のものとは逆方向で、ほぼ西方を向いている。

II) Disturbance vector の逐日変化に30日程度の周期が認められる。

## 93. 高温高圧下における鉄輝石の電気伝導度

藤沢英幸（東大理）秋本俊一（東大物性研）

造岩鉱物の、高温高圧下での電気伝導現象については

- 1) 電気伝導の機構
- 2) 相転移と電気伝導度との関係
- 3)  $\sigma_0$ ,  $E$  の圧力効果

の三点が特に問題となる。

今回取り上げた鉄輝石について、現在までの実験結果を以下に要約する。ただし、実験は、テトラヘドラル・アンビル装置を用い、圧力およそ25 kb~60 kb, 温度およそ室温~1100°Cの範囲で行なった。

### (1) 電気伝導の機構

現在、一気圧の実験から類推して、マンツルの岩石の電気伝導の主な伝導手は、電子であるとする場合が多い。しかし、著者らの実験によると、鉄輝石（またフォルステライトおよびフォルステライトとファヤライトの固溶体でも）では、かなり低温（1000°C以下）からイオン伝導が起ると考えた方が具合の良い事実が見つかった。



(2) 相転移と電気伝導度との関係

鉄輝石は Orthorhombic  $\longleftrightarrow$  Monoclinic  
(低圧) (高圧)

と云う結晶転移を起す。

しかし、現在までの実験では、低圧型鉄輝石と高圧型鉄輝石の間に電気伝導度の差がほとんど見られなかった。

(3)  $\sigma_0$ ,  $E$  の圧力効果

現在まだデータ不足で定量的なことがわかっていない。目下実験中。

(Electrical Conductivity of Ferrosilite ( $\text{FeSiO}_3$ ) at  
High Temperatures and High Pressures  
by  
H. Fujisawa and S. Akimoto)

## 9.4. 岩石変形と電気伝導度

山崎良雄・力武常次 (東大露研)

地殻に作用する歪力により、地殻を構成する物質の電気伝導度に変化するであろうという議論に対して一つの観測がある。それは1951年から52年にかけて、横山泉氏により油壺の臨海実験所附近でなされた、「潮汐荷重による土地変形と地殻比抵抗」の観測である。これによると潮汐の変化により地殻の伸縮が  $10^{-6}$  程度変化したとき、地殻の比抵抗は  $10^{-3}$  の割合で変ることが記録より認められた。

つまり伸縮変化に対して比抵抗変化は  $10^{-3}$  倍もあることである。以上のことをたしかめるために室内実験により、二種類の堆積岩につき荷重変化による岩石の歪と、比抵抗との関係をもとめた。使用した岩石は軽石凝灰岩（宇都宮産）と火山礫凝灰岩（油壺産）とで、特に後者は油壺より切出してきたものである。実験の方法は四電極法と、ブリッチ法との二種類でおこなった。実験の結果は垂直荷重に対しての比抵抗変化率は前者の軽石凝灰岩については殆ど岩石の歪と同程度であるが、油壺の火山礫凝灰岩については歪の変化に対しての比抵抗変化率は600倍以上にもなった。

（岩石試料の物理定数）

	軽石凝灰岩 P amice tuff	火山礫凝灰岩 Lapilli tuff
見かけ密度	1.74	1.69
ポアソン比	0.17	0.28
ヤング率 (dyne/cm <sup>2</sup> )	$0.5 \times 10^{11}$	$0.1 \times 10^{11}$
比抵抗 ( $\Omega - cm$ ) (湿ったとき)	$1.5 \times 10^2$	$4.4 \times 10^3$
滲透率	0.06	3.60
間隙比	0.69	1.17
実験時の電流 (65%) (mA)	6.5	3.5

## 9 5. 愛知県設楽地方 花崗岩の chronology

小 嶋 稔・上 野 直 子 (東大理)

愛知県設楽地方には、地質学的に白亜紀前後と想定されている花崗岩が分布している。更にこの花崗岩は、鉱物学的観察によると、二種類の花崗岩によって成るものと推定される。本研究は東大理、地球物理教室に新たに設置された、固体及び気体質量分析計を用い Rb-Sr 及び K-A アイソトープ絶対年代測定法により、上記花崗岩の chronology、特に (I)。二種類の花崗岩が年代的に異なるものか否か。(ロ) Rb-Sr, K-A 年代を基に花崗岩の成因を与える。ことを目的として始めた。

今回の報告では、その第一報として、(I) 標準試料分析による Rb-Sr, K-A 測定値信頼度の推定、及び現在までに得られた、(II) 上述花崗岩の Rb-Sr, K-A 測定年代につき、報告する。

## 9 6. $Fe_3O_4$ の高温で作られた VRM の安定性について

小 島 美 都 子 (東大理)

グラニットの NRM に低温消磁法が有効であるかどうか、グラニットの NRM の性質についてしらべる目的で、 $Fe_3O_4$  の高温で作られた残留磁気の安定性を低温特性の立場からしらべた。 $Fe_3O_4$  の残留磁気のなかから、その試料を無磁場中で  $-196^\circ C$  迄冷却することにより、結晶磁気異方性エネルギー ( $E_k$ ) に依存している残留磁気のみを選択的に取り除くことができ、またその  $E_k$  に依存している残留磁気はそうでないものに比して非常に不安定であることはすでに報告した。(低温消磁法)

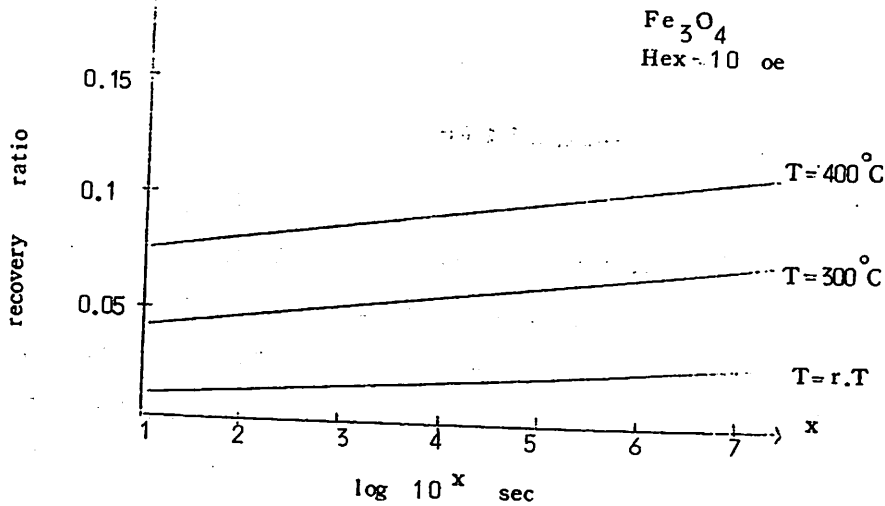
用いた試料は自然産の  $Fe_3O_4$  の粉末で真空中に封入してある。高温で長時間磁場をかけて IRM を作り、それを無磁場中で  $-196^\circ C$  迄冷却し室温まで加熱する。(低温処理) その時残っ

ている残留磁気の大きさを冷却する前の大きさを割った値 (recovery ratio) と磁場をかけた時間と温度の関係は図に示すとおりである。図から、温度が高いほど、そこで作られるIRMの recovery ratio は大きい (安定である)。言いかえれば、高温になるほど、 $E_k$  のIRMへ寄与する割合が小さくなる。

これらの事実は、 $Fe_3O_4$  のKと $\lambda$ の高温での温度変化を考慮すれば説明することができる。

しかるに、グラニットが地球磁場中で徐々に冷却される場合にVRMが二次的につけ加わる事が当然考えられるが、上の実験結果から高温のVRMが時間がたつにつれ安定化するとはいえ、recovery ratio の値が非常に小さいので、低温消磁法は、この二次的成分に対しても有効であると思われる。

図



## 97. 圧 力 消 磁

川 井 直 人 ・ 広 岡 公 夫 ( 阪 大 基 礎 工 )

マグネタイト、ヘマタイト及び安山岩の残留磁気に対する圧力効果についての久米(1962)の実験によると、Coercive force の小さい残留磁気は圧力をかけると減少する。

この結果を岩石磁気に応用すると自然残留磁気の不安定成分を除去出来ることが期待されるので、数100 ~ 2000 気圧の静水圧下における magnetic cleaning を試みた。

## 98. $\alpha$ -hematite の 圧 力 効 果

川 井 直 人 ・ 小 野 文 久 ( 阪 大 基 礎 工 )

$\alpha$ -Hematite の磁性については、L. Néel に始まって現在までくわしい研究が行われている。この物質は温度が $-16^{\circ}\text{C}$  以上においては弱い強磁性を示し磁化の方向はC-面内にある。 $-16^{\circ}\text{C}$  以下においてはSpinはC軸方向に antiparallel に向き、したがって磁化はなくなる。この転位をMorin - Temperature とよび、この点が圧力によってどのように変化するかを実験により測定した。実験装置は加圧にはCu-Be容器を使い、圧力媒体にはベンジンを使った。転位点測定にはastatic-meterを使用した。実験結果は圧力300気圧で転位は $4^{\circ}$ 高温側に移った。この結果Morin点は圧力dependenceが大きく、この点を理論的に計算する場合には、原子間距離、 $c/a$ 比を十分に考慮しなければならないと言える。

## 99. 化学消磁

川井直人 (阪大基礎工) R. T. Merrill (カルフォルニア大)

酸に対する磁性鉱物の溶解速度の差を利用して、各々の鉱物の荷う磁化の方向を区別することが出来る。

この方法を用いて、米国シェラネバダの花崗岩質岩石を調べた結果、magnetite と hematite は殆んど反平行に帯磁している事実が明らかとなった。

## 100. 安定な残留磁化とその記憶現象 の物理的機構 ( I )

R. W. Smith • 小林和男 (ピッツバーグ大)

## 101. 安定な残留磁化とその記憶現象 の物理的機構 (II)

W. Lowrie · M. D. Fuller · 小林和男 (ピッツバーグ大)

古地磁気学が「岩石の残留磁化が地質年代にわたって不変である」という根本仮定にもとづく以上、その残留磁化を保つ物理的機構を正しく解明することは、古地磁気学の正確な理解のために、どうしても必要である。ここでは、筆者らがこゝ数年おこなって来た岩石の磁化機構の総合的研究の成果の一部を報告する。

多磁区構造をもつ強磁性物質には、またしばしば残留磁化の記憶とよばれる現象が見出される。この記憶は、熱残留磁化などの安定な磁化ときわめて似た機構にもとづくと考えられるので、記憶された磁化の特性をくわしくしらべることは安定な磁化機構の解明そのものに直接結びつくであろう。記憶現象を生ずるのは結晶の磁気異方性が符号をかえる温度であるが、この温度は一般にキュリー点よりもずっと低く、そのために記憶現象の研究では試料を熱することによる構造の変化をさけることができるのも一つの利点である。

### (I) $\alpha\text{Fe}_2\text{O}_3$ 単結晶の可逆誘磁率

残留磁化点における結晶の磁区構造をしらべる目的で、各種の残留磁化をもつ  $\alpha\text{Fe}_2\text{O}_3$  単結晶の可逆誘磁率を交流マクスウェルブリッジを用いて測定した。測定に用いた交流磁場は 950 cps, 3 oe である。

実験結果：

- A. 熱残留磁化や交流残留磁化のような安定な残留磁化と、その記憶に対しては、その大きさが飽和値から遠い限り、可逆誘磁率は不変である。
- B. 等温残留磁化に対しては、その大きさが増えるのに反比例して、可逆誘磁率はほぼ直線的に減少する。
- C. 残留磁化の飽和点では可逆誘磁率は磁化の種類によらず一定で、小さい。

このことから、次の結論が導かれる。

- I. 安定な残留磁化と記憶された磁化の磁区構造は似ている。
- II. 等温残留磁化は磁壁の移動によって生じた磁区の再配列によって生ずるが、安定な磁化と記憶は一部の「動きにくい磁壁」によって囲まれた「固い」磁区によってになわれている。
- III. 結晶の磁氣的構造そのものは残留磁化生成の過程では変化しない。従って磁場中冷却異方性のようなものを安定な残留磁化や記憶のにない手とする考え方はうけ入れ難いように思われる。

(Ⅱ) . . .  $\text{Fe}_3\text{O}_4$ ,  $\text{Ni}$ ,  $\text{Co}$  の記憶現象

$\alpha\text{Fe}_2\text{O}_3$  では転移点以下で結晶が反強磁性を示すのに対して、これらの物質では磁気異方性消失点のどちら側でも強磁性である。そのために、その温度の上下両側において残留磁化とその記憶が観測される。その両側の記憶の間の相互作用と安定性について、くわしい測定が行われた。その結果、記憶には explicit (観測可能) と、latent (潜在意識?) の2相を考へねばならぬことがわかった。

また  $\text{Ni}$ ,  $\text{Co}$  については、cold-working とその annealing の影響がくわしくしらべられた。とくに、磁気弾性効果の大きい  $\text{Ni}$  については、よく cold-work されて歪の入った状態では残留磁化は磁気異方性の温度変化に依存せず、次第に anneal されて歪のとれた状態に近づくにつれて、その依存性が増すことがくわしく示された。そして熱残留磁化は前者の状態ではきわめて大きく、よく anneal された状態ではごく小さいこともわかった。

(Ⅲ) . 転位モデルとその地球物理的意味

これらの実験結果から、安定な残留磁化と記憶が磁気弾性エネルギーを通じて、歪みの入った局所領域のまわりの磁区ににわれていることが結論できよう。

このような歪み領域は結晶中の piled-up dislocations の配列ときわめて密接に結びついていると思われる。従って、永い地質年代の間には、一定の条件(例えば一定の地殻圧力)の下にこの dislocations が配列がえして、歪み構造の変化、残留磁化の変化を生ずることも十分考えられる。このような機構はまだ十分解明されたとはいえないが、古地磁気学を高い物理的精度から議論することは、これらの現象の正しい理解なくしては不可能であると云っても過言ではないと思われる。



## 102. 安定な残留磁化とその記憶現象 の物理的機構 (Ⅱ)

F. D. Fuller 小林和男 (ピッツバーグ大)

## 103. 単軸圧縮された岩石の帯磁率

永田 武 (ピッツバーグ大)

岩石の帯磁率( $\kappa$ )に対する単軸圧縮( $\sigma$ )の影響は、 $\kappa(\sigma) = \kappa_0 / (1 + \beta\sigma)$ という実験式で表わされる。ここに $\kappa_0$ は圧縮のない場合の帯磁率であり、 $\beta$ は物質の常数である。この実験式はソ連の一群の研究(KALASHNIKOV, KAPITSA, GRABOVSKY, PARKHOMENKO等)及び永田一木下の実験から求められたものである。

実験結果の理論的説明はKERN(1961)及びSTACEY(1962)がそれぞれの理論を提案した。前者は $\partial\kappa/\partial\sigma$ 及び $\partial^2\kappa/\partial\sigma^2$ の関係から $\kappa(\sigma)$ を求めたもので、数学的には美しいが、困ったことに物質は全く等方性と仮定している。これでは $\kappa_0$ の物理的意味は判らない。STACEYは $\sigma$ の方向が磁化容易軸と平行な場合( $\kappa_{\parallel}$ )と垂直の場合( $\kappa_{\perp}$ )とを考え $\kappa_{\perp}$ は容易に求められるから、 $\kappa_{\parallel} = \kappa_{\perp}$ という根拠のない(むしろ承認し難い)仮定を用いて $\kappa(\sigma)$ をみちびいている。

この論文では一軸異方性のモデルに基き、その容易軸が無秩序の方向にむいてると仮定する。磁気異方性エネルギー、磁気弾性エネルギー、及び磁場エネルギーを最小にすることを考えるだけで、 $\kappa(\sigma) = \kappa_0 / (1 + \beta\sigma)$ 関係が直ちに導かれる。結果はKERNのそれと全く同じになる。この理論から $\beta/\kappa_0$ は物質によって一定であるという性質が導かれるが、実験の結果はよくこの理論にあり。

然し異なる物質間には $\beta\kappa_0 = 3\lambda_s / J_s^2$  ( $\lambda_s$  = 多結晶磁歪常数,  $J_s$  = 飽和磁化)という関係が成立すべきであるが実験結果とは定量的には一致しない。ここにKERN-永田理論

の限界がある。たゞこの論文の方法の長点は、同じ考え方を拡張して圧残留磁気の理論を導き出せるという点であろう。

## 104 圧磁気の主特性ならびに その定性的理論

永田 武 (ピッツバーグ大)

岩石又は磁性鉱物集合体に対する単軸圧縮の影響に関する実験的結果の主要部分は次の如く要約される。(a)磁場内における単軸圧縮は磁化の減少を将来する。(b)磁場内において圧力を取りざると磁化及びその残留磁気が増大する。(c)圧縮下にて磁場を取りざると残留磁気が減少する。これ等の性質を圧磁気及圧残留磁気の第一性質と呼ぶことにする。この他に第二性質とよぶべき、第一性質より顕著でない諸性質も存在する。

本論文の重点は第一諸性質を先づ理論づけることにある。単軸異方性をもつ磁区集合体を模型にとる。但しその単磁異方性による微視抗磁力  $h_c$  は  $n(h_c)$  という分布函数に従い、 $\partial n(h_c) / \partial h_c \leq 0$  であることを仮定する。この様な仮定に従って、可逆磁化、不可逆磁化の変化を追跡すると圧磁気及圧残留磁気に関する第一性質をことごとく説明することが出来る。この理論では  $h_c$  の分布函数  $n(h_c)$  が単軸圧縮  $\sigma$  によって変化することを考慮していない。もし  $n(h_c)$  が  $\sigma$  の函数であると仮定すると第二諸性質のうちの半分が説明される。又実際の磁性鉱物における磁気異方性の多軸性を考へにいと残りの第二性質が説明されうる可能性がある。

### 105. 御岳滝越熔岩の自然残留磁気

百瀬寛一・坂神英樹（信州大文理）

### 106. 縄文式土器のNRMの熱消磁（I）

荒井 紘（東大理）

### 107. 北海道南西部の古地磁気—その3—

西田 泰典（北大理）

現在我々は、北海道南西部の広い地域にわたっての古地磁気を研究しているが、この度、噴火湾に面した豊浦地方の火成岩のサンプリングを行い、その自然残留磁気の測定を行ったので報告する。

この豊浦地方は第4紀と新第3紀との境目のところから中新世にわたって非常に豊富に、そして時代的にかなり連続的に火成岩が存在している地域である。そこで前2回の結果を参照しながら

第4紀と新第3紀との境目のところから中新世にわたっての地球磁場の正逆転換の様子をより詳しく知ることを目的に測定した。なお岩石の種類は安山岩、変朽安山岩、石英粗面岩である。

## 108. 日本海溝沖の四つの海山の 磁化方向について

上田 誠也 (東大理)・M. Richards (スクリップス研)

先に、Japanese Expedition of Deep Seas 諸航海において測量を行った、日本海溝沖に存在する4ヶの海山の磁化方向を、V. Vacquierの方法に従って推定した。磁化方向は略、現在の北(偏角)であるが、伏角は浅く、この結果によって、古地磁気学的磁極を推定すると、北大西洋に散布する。海山の年代は略、白亜紀と考えられる根拠がある。

## 109. 西南日本に於ける中生代の 古地磁気学的研究 - 2

笹嶋 貞雄・島田 昌彦 (京大理)

前報の中生代の古地磁気学的研究に引続いて、岡山県成羽町一帯に分布する中下部白亜紀(宮古世)に属する赤色凝灰岩の残留磁気を測定した。その結果は下表の通りである。

Sites	Decli. (N-E)	Incli.	$\alpha 95$	Paleomagnetic Pole (層面補正)	
				$\Phi$	$\lambda$
N-1	66.9°	41.8°	8.9°	145W	32N
N-2	65.9°	54.1°	10.8°	155W	37N
N-3	-15.7°	66.8°	7.3°	140E	72N
N-4	-29.1°	79.9°	9.6°	135E	52N
N-6-A	61.5°	44.5°	9.6°	143W	38N
N-6-B	9.1°	73.3°	11.1°	148E	67N
N-7-A	84.8°	58.7°	9.6°	150W	29N
N-7-B	35.9°	75.5°	7.7°	161E	55N
N-7-C	51.0°	43.5°	8.6°	130W	43N
N-8-A	41.2°	63.0°	14.2°	165W	58N
N-8-B	77.8°	71.5°	5.9°	177E	44.5N
N-8-C	60.8°	52.6°	5.4°	158W	48N

12枚の赤色凝灰岩は礫岩層と互層し、ほぼ水平に堆積しており、そのN.R.M.の測定結果は、今までに西南日本の火成岩類から求めた方向とほぼ一致している。これらの西南日本から求めた白亜紀の古地磁気と、東北日本、及び諸外国に於ける結果について解析考察する。

## 110. Dipole rotation からみた有史時代に於ける地磁気の強さの変動

笹嶋 貞雄・前中 一晃 (京大理)

先に筆者らは西南日本における考古学的に時代の確かな焼土及び土器を使って過去2,000年にわたる地磁気の強さの変動を求め、その結果について報告した。一方、1965年に川井及び筆者は西南日本における考古地磁気の方向変化及び諸外国における data を解析した結果、1500 ~ 2000年の周期をもつ dipole の counter-clockwise rotation を推論した。

この仮説に基いて、先に報告した西南日本の intensity measurement の結果(1964)及び Thelliers (1959), Burlatskaya (1961), Nagata et al(1963)等の data について再検討を試みた。この結果として、intensity の変化に関する既報の data は全般に dipole - rotation の仮説によってさらによく説明しうる事がわかったので、その詳細について論述する。

### 1 1 1. 環太平洋地域中生代の古地磁気

川井直人・広岡公夫(阪大基礎工)・堂面春雄(山口大教育)  
安川勝巳。(福井大学芸)・伊藤晴明(島根大文理)

環太平洋地域の中生代の岩石の自然残留磁気を比較し、中生代に於ける pole pass 及び本地域の構造運動を明らかにするために、日本、韓国、アラスカ、チリー等の地域の岩石試料を採集し、その自然残留磁気の測定結果をのべる。

## 112. アメリカ合衆国南西部の第3紀及び 第4紀の火山岩の古地磁気学研究

木下 肇・小林和男・河野 長(東大理)  
E. E. Larson(MIT)・永田 武・小島 稔(東大理)

1965年6月、米国ニューメキシコ州およびアリゾナ州において火山岩を採集した。これらを岩石磁気学的、岩石学的に検討した結果を発表する。

長く地表に露出していたと思われるサンプルは、この地方のひんばんな落雷のためか、同一lava内でも残留磁気の強度、方向ともバラバラで、古地磁気学の目的には適さないように思われる。

一方、川の侵蝕によってあらわれた、Rio Grande, Oak Creek Canyonの涯からは非常に安定なサンプルが得られた。特にRio Grande Canyonでは約150m程の高さの涯に10枚以上のlavaが露出しており、完全なSequenceを追うことができる。NRMは頂上の2枚がnormal以下はreverseで、更に最下部に再びnormalが出る。数枚のbaked sedimentの測定の結果もすぐ上のlavaと同じ方向性を示しており、field reversalを強くsupportしている。

更にこのsampling siteのすぐ近くで、地質学的な観察から断層のあることが予想されたが、古地磁気の測定はこれをsupportする結果を与えた。

## 113. 古地磁気学への電子計算機の 応用について

河野 長(東大理)

古地磁気学では、多数のデータの集積と、それらの比較検討が重要である。これらのデータは普通、実験から得られる数値に同一の操作を加えて得られたものである。例えば、我々の研究室では、残留磁気を測定して、6個の角度と6個の強度を得、これらの数値を計算又はグラ

によって  $I$ ,  $D$ , および  $J$  (intensity) の3つの値に直し、更に、Fisher の方法による  
計計算と対応する virtual pole を求める等の操作を行っている。

今回発表するプログラムは、これらの同一の計算を計算機にさせて面倒を省き、更にデータ  
同志の比較を容易にし、データの保存がスムーズに行くことを目的としている。

references

- Joell, R.R. and A. Cox, 1965, Measurement of the Remanent Magnetization of  
Igneous Rocks, U.S. Geol. Survey Bull. 1203-A, PP. A1 ~ A26.  
Frommé, C.S., 1964, Digital Computer Programs for Paleomagnetic Research,  
AFCRL65-83(1), PP. 1~55, Air Force Cambridge Research Laboratories.

#### 114. 中国極光観察史料を用いた 地球磁場変動 (第2報)

慶松光雄 (金沢大教養) 永田 武・福島 直 (東大理)

地球上における極光の出現が地球磁場分布に支配されていることに着目し、中国・日本および  
欧州における極光観察記録を相互に比較し、歴史時代における地球磁場変動を求めようとして  
いる。現在までに調査がすすんだ範囲においては、次のようなことがいえよう。

同じ日におこった極光と思われるものについて、極光が見られた南限界の緯度を、ヨーロッ  
パにおける値を  $\Phi_E$ , 中国における値を  $\Phi_C$ , と書き、その差  $\Phi_E - \Phi_C$  を年代別に求めると、

AD 600頃には約  $+12^\circ$ ,

AD 1100頃には最大となり、約  $20^\circ$  弱,

AD 1600頃には約  $10^\circ$ ,

現在は約  $-10^\circ$

となる。このことは、AD 1100 頃地球双極子磁軸が中国側に最も片よっていたことを意味



するものと考えられ、川井・広岡・笹嶋氏が岩石残留磁気から求めている地球磁場変動の様子と大体一致する。